MIKROWELLENHINTERGRUNDSABSORPTION IN GALAXIENHAUFEN

– Beobachtung des Syunyayev-Zeldovich-Effekts in A 2218 –

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Dietmar Schallwich
aus Rheydt

Bochum 1982

MIKROWELLENHINTERGRUNDSABSORPTION IN GALAXIENHAUFEN

– Beobachtung des Syunyayev-Zeldovich-Effekts in A 2218 –

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

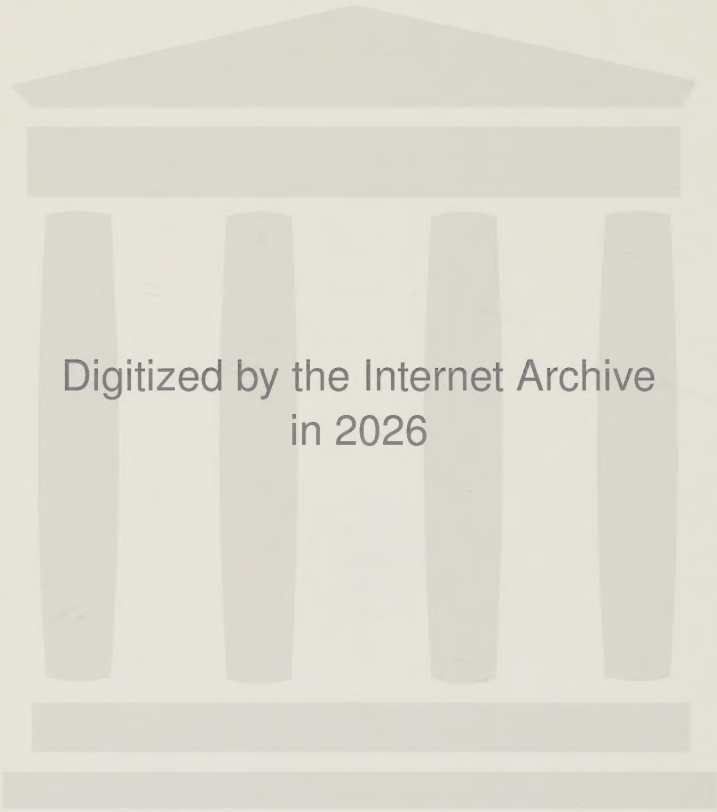
von
Dietmar Schallwich
aus Rheydt

Bochum 1982

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Dissertation eingereicht am 30. April 1982
Tag der mündlichen Prüfung: 9. Juni 1982
Referent: Prof. Dr. M. Reinhardt
Korreferent: Prof. Dr. R. Wielebinski

M.R. gewidmet


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547222_0024

Vorwort

Die hier vorgelegte Dissertation befaßt sich mit einem der Forschungsthemen des Projekts der Deutschen Forschungsgemeinschaft "Zustand des intergalaktischen Mediums und Wechselwirkung mit Galaxien in Galaxienhaufen", das unter der Leitung von Prof. M. Reinhardt vom April 1978 bis März 1981 am Astronomischen Institut der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt wurde (Re 304/7, 304/9). Dieses Projekt basierte auf der engen Zusammenarbeit mit Prof. R. Wielebinski und seinen Mitarbeitern am Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn und war durch die Untersuchung der Radioeigenschaften von Galaxienhaufen mit dem 100m-Teleskop in Effelsberg in den Jahren 1976 bis 1978 begründet worden, die der Gegenstand meiner Diplomarbeit bei Prof. Reinhardt war.

Für die Beschaftigung innerhalb dieses Projekts bin ich Herrn Prof. Reinhardt ebenso dankbar wie der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Die Idee, das 100m-Teleskop für den Nachweis eines so schwachen, damals mit kleinen Teleskopen nur marginal gemessenen Effekts zu benutzen, ging von Prof. Reinhardt aus und wurde von Prof. Wielebinski entscheidend gefördert. Ich danke deshalb beiden für den Ansporn, dieses Vorhaben in die Tat umzusetzen, und das Vertrauen, mit dem sie mir diese Aufgabe übertrugen. Ich wurde auf der einen Seite zielbewußt an die Auseinandersetzung mit den theoretisch formulierten Problemen zum Verständnis der Thematik herangeführt und fand auf der anderen Seite die notwendige Unterstutzung bei der Planung und Entwicklung eines geeigneten experimentellen Verfahrens.

Den Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts danke ich fur die bereitwillige Vermittlung ihrer Erfahrung im Umgang mit dem Teleskop und in der Bewältigung der in solchen Mengen anfallenden Daten: Dr. D. Emerson für die Diskussion über die Beobachtungsmethoden mit dem neuen Doppelhornsystem, den Operateuren in Effelsberg, sie sich für die effektive Nutzung der Beobachtungszeit und schnelle Beseitigung von Störungen mehr als pflichtbewußt eingesetzt haben, Dr. G. Haslam und Dr. C. Salter für das hervorragende NOD2-Datenreduktionssystem und die Zeit, die sie aufgewendet haben, mir bei der Lösung von Problemen mit dem Rechner zu helfen, schließlich den Operateuren des Rechenzentrums, die durchaus

bereit waren, einem Gast, der manchmal zu den intensivsten Tag-und-Nacht-Benutzern gehörte, einen beschleunigten (!) Start ins Wochenende zu geben. Ich danke hier nochmals Herrn Prof. Wielebinski, der mir die Moglichkeit gab, die Auswertung der Beobachtungen vollständig in Bonn durchzuführen und die hervorragenden Arbeitsbedingungen zunutze kommen ließ, zu denen die Unterbringung in den Gastezimmern des Instituts und auch die Mitfinanzierung der Fahrten nach Bonn und Effelsberg gehörten.

Im weiteren danke ich den ausländischen Kollegen, die den Einladungen nach Bonn folgten und die ich Gelegenheit hatte dort zu treffen. Dies sind Dr. S. Gull und Dr. M. Birkinshaw vom Mullard Radio Astronomy Observatory in Cambridge, die bereit waren, ihre Beobachtungen mit mir ausführlich zu diskutieren und auf einige instrumentelle Schwierigkeiten hinwiesen, Prof. P. Boynton von der University of Washington in Seattle, der mir die Ergebnisse seiner Röntgenbeobachtungen zur Verfügung stellte, und ganz besonders Prof. R. Syunyayev vom Space Research Institute in Moskau, der sehr zu meinem Verständnis der theoretischen Grundlagen beigetragen hat und einige Schlußfolgerungen aus meiner Arbeit mit mir diskutierte.

Herrn Prof. Reinhardt bin ich im besonderen für sein Interesse und seine Bereitschaft zur Diskussion dankbar, wenn sich während der langen Aufenthalte in Bonn oder nach der Verlegung meines Arbeitsplatzes an die Universitäts-Sternwarte in Göttingen unsere Zusammenkünfte auf die Wochenenden beschränkt hatten.

Ich lege besonderen Wert darauf, Herrn Prof. K. Fricke, dem Direktor der Sternwarte, zu danken, weil er mich darin unterstützte und bestärkte, diese Arbeit in Göttingen zu beschließen, und ich in dieser Zeit in ihm oft den gleichen Gesprächspartner fand wie in Prof. Reinhardt. Dieser Dank gebührt auch den Göttinger Mitarbeitern, die Interesse an meiner Arbeit zeigten und sich meinen Fragen nicht verschlossen.

Es ist nicht leicht, in wenigen Worten meinen Eltern zu danken, die in den langen Jahren meines Studiums und meiner Promotion meist nur mit den Schattenseiten meiner Arbeit bekannt wurden. Sie brachten sehr viel Geduld mit mir auf, gaben mir jedoch immer wieder Zuversicht und Kraft (manchmal in harter Währung), damit ich das Ziel nicht aus den Augen verlor.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort		IV
Summary		VIII
1.	Galaxienhaufen - mehr als Haufen von Galaxien !	1
1.1.	Die Haufenstruktur der Galaxienverteilung am Himmel	1
1.2.	Hinweis auf eine intergalaktische Komponente in Galaxienhaufen aus der Radioastronomie	4
1.3.	Röntgenstrahlung, das eigentliche Charakteristikum der Galaxienhaufen	5
1.4.	Messung diffuser optischer Emission in Galaxienhaufen	6
2.	Kosmische Hintergrundstrahlung	8
2.1.	Entdeckung	8
2.2.	Abweichung vom thermischen Spektrum und Fluktuationen	8
3.	Absorption der Mikrowellenhintergrundstrahlung im heißen Gas von Galaxienhaufen	12
3.1.	Die Transportgleichung für Photonen mit inverser Compton-Streuung durch thermische Elektronen	13
3.2.	Der Syunyayev-Zeldovich-Effekt in Galaxienhaufen	21
4.	Hydrostatisches Modell eines Galaxienhaufens	26
4.1.	Isotherme Galaxienverteilung und Virialmasse	26
4.2.	Intergalaktisches Gas im Potential des Haufens	29
4.3.	Radiale Verteilung der Hintergrundsabsorption	31
4.4.	Thermische Bremsstrahlung und Röntgenleuchtkraft des Haufengases	33
5.	Kosmologische Implikationen	37
6.	Nachweis des Syunyayev-Zeldovich-Effekts in A 2218	40
6.1.	Bisherige Messungen des Effekts	40
6.2.	Der Galaxienhaufen A 2218	44
6.3.	Beobachtungen mit dem 100m-Teleskop	48
6.3.1.	Das 2.8cm-Empfängersystem	49
6.3.2.	Die Messungen	52

a) Methode 52
b) Durchführung 54
6.3.3. Auswertung 55
a) Eichung 56
b) Reduktion der Daten 59
6.4. Begleitmessungen (Radiokarten) 62
6.5. Ergebnis der Beobachtungen 72
6.6. Anwendung des hydrostatischen Modells 75

7. Diskussion 91
Literaturverzeichnis 96
Autorenverzeichnis 107
Stichwortverzeichnis 111
Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen 114

Summary

Observations of the microwave background absorption in Abell 2218 are reported. A correction is made for radio emission near the cluster center and a hydrostatic model for the intracluster gas is applied (Ch.6).

The existence of inverse Compton scattering of the cosmic background radiation by hot intergalactic gas in clusters of galaxies was proposed by Syunyayev and Zeldovich (1972). With gas temperatures of the order of 10^7 to 10^8 K, as they are inferred from X-ray observations of thermal bremsstrahlung in many clusters, a radio telescope should see a 'cold spot' in the direction of such a cluster, when the radiation temperature is measured relative to the surrounding field (Ch.3).

The detection of an absorption effect has been claimed by various authors (see Ch.6.1 and Tab.1). A 2218 is one of the clusters, where most of the observers found a dip at the 1 mK level. We therefore chose this cluster for observations with the Effelsberg 100-m telescope (Ch.6.2).

We used the three-horn double-channel receiving system for 10.7 GHz in the secondary focus, which was also described by Emerson et al. (1979). We only used the largest spacing of 8.2 arcmin in one channel and switched between the main horn and a cold load in the other channel. One-dimensinal scans were made from the cluster center 15 arcmin into all directions. A linear base-line was subtracted from each scan and after calibrating and weighting by the r.m.s. noise the 1254 scans were added up to show the radial distribution of the microwave decrement. The final noise level is 0.22 mJy $\hat{=}$ 0.42 mK T_b (Ch.6.3).

Two-dimensinal mapping of the cluster at $\lambda\lambda$11.1, 6.1 and 2.8 cm revealed the structure and flux density of the radio complex, which had been found at λ11.1 cm before (Schallwich & Wielebinski 1979) (Ch.6.4). This information was used to correct for the slight emission contribution also present in the dip we measured. The result is shown in Figure 17, calculating a simple mean yields $\Delta T_b = -1.84 \pm 0.33$ mK (Ch.6.5).

Since our scans are centered on the approximate position given by Abell (1958), we account for a blurring due to an offset of the true cluster

center, which is 2 arcmin, if we take the position from the X-ray observations with HEAO B (Boynton 1981), or 1.5 arcmin, if we adopt the position of the cD galaxy. Therefore the actual dip is reconstructed from the scan by a coordinate transformation. We also treat the Abell center as the true center for an absolute lower limit of the effect (Ch.6.6).

A hydrostatic model for the intracluster gas is fitted to the data after Cavaliere and Fusco-Femiano (1976, 1978) with a core radius for the galaxy distribution of 1.0±0.3 arcmin (Boynton et al. 1981) and a velocity dispersion of 1370±200 km/s (Dressler & Spinrad 1981). Both the isothermal and the adiabatic limit for the three cases are shown in Figures 19 to 21, a) with the coordinate transformation and b) in the original form and convolved with the 1.2-arcmin antenna beam (---). For numerical results see Tables 7 to 9. When convolved with a 4.5-arcmin beam (Figs.25-27), the results for the first two of the three models are consistent with the detection by Birkinshaw et al. (1978a) (Ch.6.6).

The gas extent is close to the galaxy distribution. The mass of the gas is roughly 20% of the virial mass. The X-ray luminosity, which is expected of such a gas is much higher than the one observed, so that the Hubble constant (Ch.5) derived from the models is very small. The errors of the input parameters, however, are so large that the results are consistent with H_o=50 km/s/Mpc (Ch.6.6). We conclude that the high absorption would be consistent with amounts of X-ray absorbing galactic or intergalactic gas, but not with any significant fraction of cooler ionized intracluster gas. A possible peculiar motion of the cluster would also affect the temperature decrement due to the Doppler effect (Ch.7).

1. Galaxienhaufen - mehr als Haufen von Galaxien !

1.1. Die Haufenstruktur der Galaxienverteilung am Himmel

Kant hatte bereits in der Mitte des 18. Jahrhunderts vorgeschlagen, daß man es bei den nebelhaften Flecken, die man mit dem Fernrohr beobachtet, mit "Inseluniversen" zu tun habe, die wie die Milchstraße aus einer Unzahl von Sternen bestünden. Der Durchbruch zum Verständnis der Natur dieser Objekte gelang jedoch erst im 20. Jahrhundert, als Hubble auf einer Reihe von Photoplatten im Triangulumnebel (M 33) und im Andromedanebel (M 31) Cepheiden entdeckte - einen Typ von veränderlichen Sternen mit einer festen Beziehung zwischen der absoluten Helligkeit und der Variationsperiode. Diese Sterne waren so schwach, daß er auf eine Entfernung der beiden Nebel schließen konnte, die diese weit außerhalb der Milchstraße plazierte und sie zu extragalaktischen Sternsystemen machte (Hubble 1926, 1929).

Das Universum bestand nicht mehr nur aus unserer Milchstraße, die den ganzen Raum mit Sternen erfüllt, sondern es schien unzählig viele solcher Galaxien - so hießen diese Systeme jetzt - zu geben, die damit die Struktur des Weltalls neu definierten.

Bereits wenige Jahre später veröffentlichte Hubble (1934) die Ergebnisse von Durchmusterungen, in denen er etwa 44000 Galaxien gezählt hatte. Die allgemeine Hintergrundverteilung der Galaxien war danach von großen Galaxienhaufen mit mehreren hundert Mitgliedern durchbrochen, die wieder auf eine neue Stufe in der hierarchischen Struktur hinwiesen. Holmberg (1937) machte auch bereits auf das Phänomen des Lokalen Superhaufens aufmerksam, also einer Haufenbildung von Galaxienhaufen, das später von de Vaucouleurs (1956) in weiterführenden Untersuchungen bestätigt wurde.

Wirklich systematische Untersuchungen wurden auf der Basis des in den 50-er Jahren mit dem 1.2m-Schmidt-Teleskop auf dem Mt.Palomar aufgenommenen vollständigen Atlas des Nordhimmels möglich, dem "Palomar Observatory Sky Survey" (POSS) (Wilson 1952, Minkowski & Abell 1963), und man kam zu dem Schluß, daß die Haufenstruktur eher die Regel als die Ausnahme ist.

Den ersten Katalog von über 2700 Galaxienhaufen stellte Abell (1958)

zusammen (1). Er legte einen typischen Grenzradius fest, den nach ihm benannten Abell-Radius (6.1), bis zu dem er die Galaxien eines Haufens zählte und der folglich nicht die Ausdehnung eines individuellen Haufens angibt. Damit machte er keine Aussagen zur Morphologie der Haufen, sondern nahm sie alle als kugelförmig und physikalisch gleich groß an. Die Position für das Haufenzentrum ergab sich aus der Lage des auf diese Weise definierten Kreises. Die Mitgliederstärke charakterisierte er durch die Zahl der Galaxien, die weniger als zwei Größenklassen schwächer sind als die dritthellste Galaxie, und teilte die Haufen in sechs danach definierte Klassen (R0 bis R5) ein, wobei R0 mindestens 30 solchen Mitgliedern entspricht und R5 mehr als 300. Um die Winkelausdehnung der Haufen auf den Photoplatten zu ermitteln, leitete er ihre Entfernung aus der Helligkeit der zehnthellsten Galaxie ab und ordnete sie wiederum in sieben Entfernungsklassen (D1 bis D7) zwischen $13\overset{m}{.}3$ und über $18\overset{m}{.}0$. Für seine umfangreichen statistischen Untersuchungen beschränkte er sich auf eine vollständige Stichprobe von 1682 Haufen und kam zu den folgenden Ergebnissen: Die Zahl der Haufen nimmt sehr rasch mit abnehmender Mitgliederzahl zu und besitzt kein relatives Maximum. Die Verteilung der Haufen scheint nicht mit der Entfernung zu variieren, und in allen Entfernungsklassen gibt es Anzeichen für die Existenz von Superhaufen (s. auch Abell 1974).

Ein weiterer Katalog ist der von Zwicky und verschiedenen Mitarbeitern von 1961 bis 1968 in sechs Bänden veröffentlichte "Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies", der ebenfalls auf dem Palomar-Atlas beruht. Die Objektliste charakterisiert jeden Haufen als kompakt, mittelkompakt oder offen, gibt die hintergrundskorrigierte Zahl aller sichtbaren Mitglieder, einen individuellen Winkeldurchmesser und die Einteilung in eine von fünf Entfernungsklassen. Daneben enthält der Katalog eine Auflistung aller Einzelgalaxien mit einer Helligkeit bis $15\overset{m}{.}7$ und die Zeichnungen der POSS-Felder mit deren Positionen sowie den unregelmäßigen Randkonturen der Haufen, wie sie dem Betrachter auf den Photoplatten erscheinen, so daß er sofort einen Eindruck von der Form und Verteilung der Haufen in einem bestimmten Feld gewinnt. Für statistische Zwecke ist das Werk eher ungeeignet, weil die Haufen nicht wie im Abell-Katalog eine homogene statistische Gesamtheit bilden.

---

1) Der in dieser Dissertation untersuchte Haufen A 2218 ist die 2218te Eintragung im Abell-Katalog.

In den folgenden Jahren war man damit beschäftigt, möglichst viele Haufen im Detail zu untersuchen, indem man die Mitgliedergalaxien photometrierte und ihren Typ, ihre Verteilung und ihre Radialgeschwindigkeit bestimmte (siehe z.B. Rood et al. 1972, Faber & Dressler 1977, Baier 1978).

Die so gewonnenen Massen und Geschwindigkeitsdispersionen gaben alsbald ein neues Rätsel auf. Nach dem Virialtheorem, das besagt, daß in einem relaxierten System im zeitlichen Mittel die Gravitationsenergie eines Haufenmitglieds gleich seiner doppelten mittleren kinetischen Energie ist (s. Zwicky 1957, Kap.35), sollte man eine Gesamtmasse vorfinden, die um eine Größenordnung höher liegt, als die aus der Masse-Leuchtkraft-Beziehung der Galaxien ermittelte (s. van den Bergh 1977, Bahcall 1977). Eine Abschätzung der Zeitskala, in der eine Galaxie den Haufen einmal durchquert, mit Hilfe des Abell-Radius von 3.0 Mpc (6.3) und einer typischen Geschwindigkeitsdispersion von 1000 km/s ergibt

$$t_{cr} = r_A'/(3\langle v_n^2\rangle)^{1/2} = 1.7\cdot 10^9 \text{ Jahre} \qquad (1.1)$$

was nur 9% der Hubble-Zeit ist (s. Fußnote S.37). Es wäre deshalb schwer begreiflich, wenn Galaxienhaufen keine stabilen, gravitativ gebundenen Systeme, sondern nur zufallige Konstellationen wären, die sich bald im Weltraum verlieren werden (Ozernoy & Reinhardt 1976). Der Hauptanteil der Haufenmaterie wird anscheinend nicht durch die leuchtende Materie der Galaxien repräsentiert, sondern ist bisher "unsichtbar". Die Galaxien besitzen wahrscheinlich massive Halos, die von nicht leuchtenden Objekten wie massearmen Sternen, Schwarzen Löchern usw. bevölkert werden. Es ist andererseits vorgeschlagen worden, die Bildung von Subsystemen in Haufen zu berücksichtigen, wodurch die Gravitationsenergie entscheidend verändert wird und die Haufen ohne zusätzliche Masse stabilisiert werden können (Wesson & Lermann 1977, Ozernoy & Reinhardt 1979, Wesson 1980). (2)

Unabhängig von der Suche nach versteckter Materie ist es für die Entstehungsgeschichte und Entwicklung der Galaxien interessant zu fragen, ob sich Materie zwischen diesen befindet. Zum einen könnte bei einer nicht vollständigen Fragmentation des primordialen Gases ein Rest

---

2) Einen aktuellen Überblick über die Struktur der Galaxienhaufen gibt der Artikel von Rood (1981).

im intergalaktischen Raum zurückgeblieben sein, der sich in den Galaxienhaufen gesammelt hat. Zum anderen wissen wir, daß aktive Galaxien, z.B. Doppelradiogalaxien, Materie ausstoßen, die sich im intergalaktischen Raum ausbreitet und ebenfalls in den Potentialtöpfen der Haufen gefangen sein kann.

1.2. Hinweis auf eine intergalaktische Komponente in Galaxienhaufen aus der Radioastronomie

Einen neuen Anstoß gab eine Radiokarte des Perseus-Galaxienhaufens (A 426), die Ryle und Windram 1968 veröffentlichten. Sie hatten mit dem Cambridge-Interferometer den Perseushaufen beobachtet und aktive Galaxien mit Radioschweifen gefunden, deren Form auf die Wechselwirkung mit einem intergalaktischen Haufengas hindeutete. Darüber hinaus konnte ein Teil der Gesamtradioflußdichte nicht mit den Radiogalaxien in Zusammenhang gebracht werden, sondern wurde als schwacher Radiohalo des Haufens interpretiert, der dem Interferometer wegen seiner großen Ausdehnung verborgen blieb. Ein solcher Halo hätte demnach seinen Ursprung nicht in den Haufengalaxien, sondern wäre ein Phänomen des Haufens als Ganzes.

Zwar konnte der Perseushalo durch neuere Messungen nicht verifiziert werden (Gisler & Miley 1979, Birkinshaw 1980) (3), aber diffuse Radioemission wurde in den Zentralgebieten anderer Haufen wie dem Comahaufen (A 1656) (Valentijn 1978, Waldthausen 1980) und z.B. A 2256 und A 2319 (Bridle & Fomalont 1976, Grindlay et al. 1977, Haslam et al. 1978, Bridle at al. 1979, Waldthausen 1980) nachgewiesen. Es handelt sich dabei um nichtthermische Synchrotronstrahlung hochrelativistischer Elektronen, die im intergalaktischen Magnetfeld des Haufens gyrieren.

---

3) Eigene Messungen mit dem 100m-Teleskop bestätigen diese Aussage.

1.3. Röntgenstrahlung, das eigentliche Charakteristikum der Galaxienhaufen

Schon die erste groß angelegte Durchmusterung des Himmels im Röntgenbereich mit dem Uhuru-Satelliten zeigte, daß einige der extragalaktischen Quellen mit Galaxienhaufen in Verbindung zu bringen waren und keine kompakten Objekte sein konnten (Gursky et al. 1971, 1972, Kellogg & Murray 1974). Im Ariel V- und im vierten Uhuru-Katalog stellen die Haufen schon die große Klasse von extragalaktischen Objekten dar (McHardy 1978, Jones & Forman 1978). Detailuntersuchungen mit Hilfe von Raketenflugen haben die diffuse Natur der Stranlung in den prominenten Haufen wie in Coma, Perseus und Virgo nachgewiesen (Malina et al. 1976, Gorenstein et al. 1977, 1978, 1979), so daß kein Zweifel mehr daran besteht, daß sie von einem intergalaktischen Medium stammt.

Bereits sehr frun wurde vorgeschlagen, daß es sich dabei entweder um ein heißes intergalaktisches Gas handele, das thermische Bremsstrahlung aussendet, oder um Hintergrundphotonen, die durch inversen Compton-Effekt von den Synchrotronelektronen bis in den Röntgenbereich "beschleunigt" werden (Gursky et al. 1971, 1972, Perola & Reinhardt 1972).

Das Röntgenspektrum sollte im ersten Fall einem Exponentialgesetz und im zweiten einem Potenzgesetz folgen. Die Messungen mit verschiedenen Satelliten waren diesbezüglich jedoch nicht immer eindeutig (Mitchell et al. 1975, Jones & Forman 1978, Markert et al. 1979). Um Bremsstrahlung im Röntgenbereich messen zu können, muß das Gas eine Temperatur in der Größenordnung 10^7 bis 10^8 K haben. Der Durchbruch für diese Interpretation kam deshalb mit der Entdeckung von Linien im Röntgenspektrum des Perseushaufens, die mit 24- und 25-fach ionisiertem Eisen identifiziert werden konnten, wenn man solche Temperaturen zugrundelegt (Mitchell et al. 1976). Die Berücksichtigung dieser Linien führte auch bei anderen Haufen zu einer besseren Anpassung an ein thermisches Spektrum (Mitchell & Culhane 1977, Serlemitsos et al. 1977, Musnotzky et al. 1978, Mitchell et al. 1979), und Linien in einem inversen Compton-Spektrum sind kaum denkbar. Dennoch muß ein Bruchteil der Röntgenleuchtkraft auch auf diesen Prozeß zurückgeführt werden, wenn im Radiobereich diffuse Synchrotronstranlung registriert wird (Schallwich 1978).

Eine neue Epoche in der Röntgenastronomie begann mit den Starts der

"High Energy Astrophysical Observatories" (HEAO). Höher aufgelöste Spektren von HEAO A bestätigten die Röntgenlinien für weitere Haufen (Mushotzky 1980), und mit dem HEAO B-Satelliten, der den Namen Einstein-Observatorium bekam, wurde zum ersten Mal abbildende Röntgenastronomie in großem Maßstabe möglich (Giacconi et al. 1979). Die Empfindlichkeit ist um bis zu tausendmal besser als bei Uhuru, und die bis zu einer Bogenminute (IPC) aufgelosten Bilder zeigen jetzt die Struktur der ausgedehnten Quellen (Jones et al. 1979, C. Jones 1980), wogegen man sich vorher meist damit begnügen mußte, lediglich ihre Positionen in Form von 90%-Fehlerschranken, sogenannten "error boxes", anzugeben.

Es zeichnen sich drei morphologische Klassen ab: erstens Haufen mit flockig verteiltem Gas in der Nachbarschaft der Galaxien, zweitens Haufen, bei denen das Gas scharf um eine dominante Galaxie im Zentrum, meistens eine cD-Galaxie, konzentriert ist und drittens Haufen mit weit ausgedehntem und glatt verlaufendem Gas.

1.4. Messung diffuser optischer Emission in Galaxienhaufen

Diffuse optische Strahlung in Galaxienhaufen nachzuweisen, ist ein schwieriges Unterfangen, da sich weite Ausläufer prominenter Haufengalaxien hier störend bemerkbar machen und ein intergalaktischer Anteil nicht leicht davon zu trennen ist. Die besten Ergebnisse erzielten bisher für den Comahaufen Thuan und Kormendy (1977) auf photographischem und Mattila (1977) auf photoelektrischem Wege. Auch Photoplatten von A 754 zeigen schwache Emission dieser Art in der direkten Nachbarschaft der dominanten Galaxie (Kronberg 1977). Aber es ist schwierig, tiefe Photoplatten mit einem hinreichend glatten Hintergrund zu erhalten.

Wir versuchen deshalb auf photometrischem Wege mit einer neuen Methode (Schnur 1980) zu zeigen, daß es möglich ist, ein Signal zu messen, das von der Größenordnung 1% der Nachthimmelshelligkeit ist, indem wir zwei Teleskope simultan benutzen. Mit dem zweiten Teleskop werden die starken Schwankungen des Nachthimmels aufgezeichnet, was selbst schnellen On-Off-Messungen mit nur einem Teleskop (Schnur & Mattila 1979) weit überlegen ist. Die ersten erfolgreichen Beobachtungen führten wir mit

dem ESO-1m- und dem ESO-50cm-Teleskop im Mai 1980 in La Silla (Chile) durch. An ausgewählten Positionen in A 1146, an denen auf Schmidt-Platten keine Galaxien zu sehen sind, wurde mit hoher Signifikanz ein Signal nachgewiesen (Schnur et al. 1982). Vergleichspositionen, die außerhalb des Haufens liegen, lieferten ein Nullresultat.

Für die Interpretation dieser Beobachtungen werden bisher folgende Möglichkeiten diskutiert (vgl. Abschnitt 1.1): 1. Licht von ausgedehnten Hüllen von Galaxien, 2. Licht von nicht aufgelösten Zwerggalaxien, Sternhaufen und anderen Körpern am unteren Ende des Massenspektrums, 3. Licht von bei der engen Begegnung von Galaxien im Haufeninnern herausgerissenen Sternen, 4. thermische Bremsstrahlung eines weniger heißen Haufengases und 5. Lichtstreuung an intergalaktischen Staubteilchen.

2. Kosmische Hintergrundstrahlung

2.1. Entdeckung

Die kosmische Hintergrundstrahlung wird als Reliktstrahlung der heißen Anfangsphase des Universums verstanden und wurde als solche von Gamow (1948) für ein expandierendes Universum vorhergesagt. Sie hat sich danach infolge der Expansion bis auf den heute beobachteten Wert abgekühlt, der von Gamows Mitarbeitern Alpher und Herman (1948) zu 5 K abgeschätzt wurde. Ohne diese theoretischen Vorarbeiten zu beachten, arbeiteten Dicke und seine Mitarbeiter daran, eine solche Hintergrundstrahlung zu beschreiben, und trafen Vorbereitungen, sie zu messen. Dabei erfuhren sie, daß nicht weit von ihnen entfernt am gleichen Ort, wo Jansky 1932 die erste extraterrestrische Radiostrahlung entdeckt hatte, Penzias und Wilson bei Radioabsolutmessungen eine zeitlich konstante, nicht polarisierte und äußerst isotrope Strahlung von etwa 3 K gemessen hatten, die sie zunächst für einen Störeffekt hielten und deren Ursprung sie nicht ermitteln konnten. Beim Zusammentreffen beider Gruppen wurde schnell klar, daß man hier die kosmische Hintergrundstrahlung entdeckt hatte, und man beschloß, die beiden Arbeiten unabhängig, aber direkt aufeinanderfolgend zu veröffentlichen (Dicke et al. 1965, Penzias & Wilson 1965, siehe auch Wilson 1980).

Innerhalb kurzer Zeit wurden von mehreren Gruppen Messungen bei verschiedenen Wellenlängen im Mikrowellenbereich durchgeführt, die die Planck-Form des Strahlungsspektrums nachwiesen (siehe Weiss 1980). Da es sich also um Schwarzkörperstrahlung handelte, hatte sich damit die Idee des "heute noch zu hörenden" Urknalls durchgesetzt.

2.2. Abweichung vom thermischen Spektrum und Fluktuationen

Im weiteren Verlauf der Erforschung der Hintergrundstrahlung und ihrer kosmologischen Bedeutung konzentrierte sich das Interesse auf den Grad der Isotropie und auf die Genauigkeit, mit der das Spektrum dem eines schwarzen Körpers gleicht. Nach dem kosmologischen Standardmodell (siehe z.B. Weinberg 1972, Silk 1980) werden bis gegen Ende der Strahlungsära

bei einer Rotverschiebung von $z \sim 10000$ alle Energieänderungen thermalisiert, d.h. in der Zeit, als die Strahlung wegen ihrer höheren Dichte die Materie dominiert, stellt sich wegen des engen Kontaktes zwischen Strahlung und Materie immer wieder ein Planck-Spektrum ein, wenn sich Temperaturschwankungen ergeben. Seit der Materieära führt jedoch jede Energieaufnahme zu einer Abweichung von diesem Spektrum, sei es Streuung an thermischen Elektronen und deren Bremsstrahlung (Zeldovich & Syunyayev 1969, Syunyayev & Zeldovich 1970, Danese & de Zotti 1980a), Dichtestörungen (s.u.), Materie-Antimaterieannihilation (Zeldovich & Syunyayev 1970b) oder das Verdampfen von urzeitlichen Schwarzen Löchern (s. Lorenz & Reinhardt 1979). Erst in der Rekombinationsphase ($z \sim 1500$), als sich die Temperatur soweit gesenkt hat, daß Protonen und Elektronen sich zu Atomen vereinigen und die Photonen - jetzt von der Materie entkoppelt - sich fast ohne Wechselwirkung ausbreiten können, bekommt das Spektrum der Hintergrundstrahlung sein (endgültiges) Aussehen.

Für die Entstehung von Galaxien und Galaxienhaufen, die erst viel später erfolgt ($z \lesssim 30$), werden von der Theorie urzeitliche Dichtefluktuationen gefordert, die sich während der Ausdehnung des Universums unter Einwirkung ihrer Gravitation sehr langsam stabilisieren und dann schließlich zu permanenten Verdichtungen der Materie und dem uns bekannten Massenspektrum von Sternhaufen bis zu Superhaufen von Galaxien führen (siehe Silk 1974a, Syunyayev 1977, Syunyayev & Zeldovich 1980b).

Isotherme Fluktuationen sind durch die Strahlungsära und die ganze Materieära hindurch eingefroren in der Strahlung wie in einer viskosen Flüssigkeit, bis sie in der Rekombinationsphase freigesetzt werden. Adiabatische Schwankungen jedoch, die sich aufgrund der Energieerhaltung bei der Kontraktion der Materie aufheizen und somit auch die Temperatur der im frühen Universum noch gekoppelten Strahlung erhöhen, laufen Gefahr, bis zum Ende der Strahlungsära ausgedämpft zu werden, wenn sie nicht mindestens Massen auf einer Skala von 10^{15} Sonnenmassen umfassen, denn während dieser Ära tendieren die hohen Druckkräfte der Strahlung dazu, das Zusammenströmen von Materie zu verhindern.

Erst wenn die dominante Rolle der Strahlung zu Ende ist, wachsen diese Dichtefluktuationen weiter, weil die Materie sich jetzt durch ihre Gravitationswirkung gegen die eigenen Druckkräfte und gegen die kos-

mologische Expansion wehren kann, und hinterlassen dadurch ihre Spuren in der Hintergrundstrahlung in Form von Temperaturschwankungen. Die isothermen Fluktuationen tun ein gleiches in Form von Inhomogenitäten in der Strahlungsdichte.

Wirbelstörungen sind als Ursache für Dichteschwankungen ebenfalls denkbar (Ozernoy 1978, Danese & de Zotti 1980b, Bontz et al. 1981). Sie entstehen nicht durch Gravitationskräfte, sondern durch turbulente Strömungen der Materie, die auch eine gewisse Mindestgröße haben müssen, damit während der Strahlungsära ihre Bewegungsenergie nicht durch die Viskosität des Mediums aufgezehrt wird. Sie sind dann später in der Lage, die betroffene Materie zu verdichten, und führen zu den gleichen Ergebnissen.

So wurde durch alle diese Prozesse die genaue Gestalt des Spektrums der Hintergrundstrahlung in der Rekombinationsphase geprägt (Peebles 1968, Zeldovich et al. 1968, Zeldovich & Syunyayev 1970a, Syunyayev 1974), die damit die einzige astronomische Observable aus dieser Zeit ($z \sim 1500$) darstellt. Es sollten also heute Temperaturschwankungen über die verschiedenen Wellenlangen und verschiedenen Positionen am Himmel meßbar sein; anders ist die Entstehung der sichtbaren kosmischen Gebilde durch das Standardmodell nicht erklärbar.

Die Strahlungstemperatur, wie man sie aus Radiobeobachtungen im Rayleigh-Jeans-Bereich, d.h. oberhalb von $\lambda 3$ mm, gewinnt, ist

$$\Delta T_r = 2.72 \pm 0.08 \text{ K} \qquad (2.1)$$

(Wilkinson 1980), so daß das Strahlungsmaximum heute bei $\lambda = 5.1 \text{ mm K}/T_r = 1.9$ mm liegt. Geringe Abweichungen sind lediglich bei großen Wellenlängen ($\lambda > 20$cm) zu erwarten (Weymann 1966), wo sie schwer vom Beitrag der Galaxis und diskreter Radioquellen zu trennen sind. Anders ist die Situation im Bereich des Maximums selbst und im Submillimeterwellenbereich, d.h. auf der Wien-Seite. Hier liegen Messungen vor, die den Wellenlangenbereich von $\lambda 4.2$ mm bis $\lambda 0.74$ mm kontinuierlich überdecken (Woody & Richards 1981) und eine Temperatur von

$$\Delta T_r = 2.96 \begin{matrix} + 0.13 \\ - 0.08 \end{matrix} \text{ K} \qquad (2.2)$$

ergeben. Das Spektrum ist im Maximum um 10% höher und im Wien-Teil um 20% tiefer, also steiler als das entsprechende Planck-Spektrum. Es ist

jedoch noch nicht hinreichend geklärt, wie man dies auf die bisher diskutierten Fluktuationen zurückführt (B. Jones 1980, Weiss 1980). Wir nehmen für diese Arbeit eine Strahlungstemperatur von

$$\Delta T_r = 2.87 \pm 0.23 \text{ K} \tag{2.3}$$

an (vgl. Syunyayev & Zeldovich 1980b).

Abschätzungen für die relative Amplitude der räumlichen Fluktuationen wurden von Peebles und Yu (1970), Silk (1974b), Doroshkevich et al. (1978) und Silk und Wilson (1980) durchgeführt und liegen je nach Winkelskala von 1' bis 1° zwischen 10^{-5} und 10^{-4} für isotnerme und zwischen 10^{-4} und 10^{-3} für adiabatische Störungen. Davis und Boynton (1980) geben eine untere Grenze von $\Delta T_r/T_r = 10^{-6}$ an. Beobachtern ist es bisher nicht gelungen, solche Anisotropien zu messen, aber die Ergebnisse liefern obere Grenzen, die den genannten Zahlenbereichen mit fortschreitender Technologie immer näher rücken (Boynton 1978, Partridge 1980). Die Meßwerte für den Bereich einiger Bogenminuten, der für diese Arbeit relevant ist, ergeben für die relative Temperaturschwankung der Hintergrundstrahlung

$$\Delta T_r/T_r \leq 8.0 \cdot 10^{-6} \tag{2.4}$$

Dies bedeutet, daß die Abschatzung der adiabatischen Dichteschwankungen neu überdacht werden muß. Tatsächlich wurde eine Zeitlang außer acht gelassen, daß die Rekombinationsphase eine gewisse Dauer hat ($z \sim 1500\text{-}1000$) und sich nicht sprunghaft vollzieht. Die adiabatischen Störungen werden in dieser Zeit noch einmal stark gedampft und beeinflussen erst wieder nach der Wiederaufheizung und Reionisierung der intergalaktischen Materie bei $z \sim 20\text{-}4$ die Hintergrundstrahlung, wenn die Kontraktion der Materie schon im Gange ist. Die ersten Hinweise auf diese Reionisierung kamen bereits aus der Tatsache, daß man für $z \lesssim 3.5$ praktisch keinerlei neutralen Wasserstoff im intergalaktischen Raum findet (Gunn & Peterson 1965). Er ist also entweder total aufgebraucht worden oder die Verdichtung der Materie hat soviel Wärme freigesetzt, daß er wieder vollkommen ionisiert worden ist (Syunyayev & Zeldovich 1980b, Stark 1981, Wright 1981). Da der Kontakt zwischen Strahlung und Materie wegen der sehr gering gewordenen Dichten jedoch bei weitem nicht mehr so eng ist wie vor der Entkoppelung, sind die zu erwartenden Temperaturschwankungen entsprechend geringer.

3. Absorption der Mikrowellenhintergrundstrahlung im heißen Gas von Galaxienhaufen

Wir haben gerade erwähnt, daß die kosmische Hintergrundstrahlung auch nach der Rekombinationsphase noch von der intergalaktischen Materie beeinflußt werden kann. Voraussetzungen hierfür sind, daß die Materie ionisiert, also heiß genug ist und daß sie nicht zu dünn ist. Gerade das letztere dürfte aber bei kleinen Rotverschiebungen nicht mehr erfüllt sein, wenn die Dichte der intergalaktischen Materie infolge der allgemeinen Expansion, aber vor allem infolge der Umwandlung in kompakte Gebilde wie Sterne, Galaxien und Galaxienhaufen immer weiter abgenommen hat.

Unter dem Eindruck der Anfang der 70er Jahre sich rasch entwickelnden Röntgenastronomie, die, wie in Abschnitt 1.3 beschrieben, die Galaxienhaufen als größte eigenständige Gruppe von beobachteten Objekten offenbarte, formulierten Syunyayev und Zeldovich (1972) die Hypothese, daß in den Röntgenhaufen eine Streuung der Hintergrundstrahlung meßbar sein müßte. Für den Fall, daß nichtthermische Strahlung - die letztlich über den inversen Compton-Effekt auch aus Hintergrundphotonen besteht - nicht ausreicht, die Röntgenintensität zu erklären (Schallwich 1978), wird in den Haufen ein sehr heißes Gas gefordert, das, wie gesagt, die Röntgenleuchtkraft in Form von thermischer Bremsstrahlung produziert. Ein solches Gas hätte eine hinreichend hohe Dichte im Zentrum, so daß eine Wechselwirkung mit der Hintergrundstrahlung zu sehr schwachen, aber meßbaren Temperaturschwankungen führt.

Ausgangspunkt für Syunyayev und Zeldovich, die sich, wie wir gesehen haben, eingenend mit Fluktuationen der kosmischen Hintergrundstrahlung auseinandergesetzt haben, ist ihre bereits zitierte Arbeit über die Wechselwirkung von Materie und Strahlung im heißen Modell des Universums (Zeldovich & Syunyayev 1969). Sie berechnen dort die Veränderung des Strahlungsspektrums durch Compton-Streuung an thermischen Elektronen. Solche gestörten Spektren sind bereits numerisch von Weymann (1966) gerechnet worden und stützen sich auf die Transportgleichung von Kompaneets (1956). Auch Zeldovich und Syunyayev legen diese Gleichung zugrunde, obwohl Kompaneets voraussetzt, daß Strahlung und Materie im thermischen Gleichgewicht sind. Wir wollen im folgenden zeigen, daß ihre Anwendung auf die Situation in Galaxienhaufen gerechtfertigt ist, wenn

wir die Wechselwirkung als Anfangswertproblem auffassen und als kurzzeitig angreifende Störung verstehen, so daß der Energieaustausch trotz der großen Temperaturdifferenz klein ist.

3.1. Die Transportgleichung für Photonen mit inverser Compton-Streuung durch thermische Elektronen

Wir werden die Transportgleichung der Photonen in nichtrelativistischer Näherung behandeln, da die Energie der Elektronen bei einer Temperatur von $T_e=10^{7-8}$ K klein gegen die Ruhenergie ist:

$$kT_e \ll m_e c^2 \tag{3.1}$$

Der Energieaustausch zwischen beiden Medien bei der Streuung ist dann gering:

$$h\Delta := h\nu' - h\nu \ll h\nu \ll m_e c^2 \tag{3.2}$$

und wir können die Transportgleichung nach Potenzen von $h\Delta$ entwickeln und in Fokker-Planck-Form schreiben.

Bei der Herleitung können wir zunächst nicht davon ausgehen, daß die Strahlungstemperatur (T_r) sehr verschieden von der Elektronentemperatur (T_e) ist, um der Linie von Kompaneets (1956) zu folgen. Denn nach hinreichend langer Zeit stellt sich ein thermisches Gleichgewicht mit $T_r=T_e$ ein. Weymann (1965) und Zeldovich und Levich (1968, 1970) haben jedoch gezeigt, daß sich auf einer kürzeren Zeitskala ein Quasi-Gleichgewicht in Form einer Bose-Einstein-Verteilung mit einem chemischen Potential <0 einstellt, wenn $T_r<T_e$ ist. Wenn wir also die Wechselwirkung zwischen Photonen und Elektronen "nur für einen kurzen Moment einschalten", können wir die Kompaneets-Gleichung in einer Näherung für $T_r \ll T_e$ anwenden. Wir werden deshalb von vornherein die Strahlung mit der Temperatur T_r in die Transportgleichung eingehen lassen:

$$kT_r \ll m_e c^2 \tag{3.3}$$

Wir definieren eine Verteilungsfunktion f im Phasenraum der Photonen, der, weil der Photonenimpuls $h\nu/c$ ist, aus dem Orts- und dem Frequenzraum besteht:

$$dn = f(\underline{r},\nu,\Omega,t)\; d^3r\; d^3\nu \tag{3.4}$$

so daß n die Besetzungszahl im Phasenraum, also die Anzahl der Photonen in einem gegebenen Phasenvolumen zur Zeit t ist. f hat konsequenterweise die Dimension $m^{-3}Hz^{-3}$.

Eine weitere wesentliche Voraussetzung ist, daß das Strahlungsfeld isotrop ist. Die drei Frequenzkoordinaten lassen sich dann durch den Betrag der Frequenz ν und die Richtung Ω angeben:

$$d^3\nu = \nu^2\, d\nu\, d\Omega = \nu^2\, d\nu\, \sin\theta\, d\theta\, d\phi \tag{3.5}$$

Die allgemeine Transportgleichung für ein Strahlungsfeld, das in Wechselwirkung mit Materie steht, hat dann folgende Form (siehe z.B. Pomraning 1973 (1)):

$$\begin{aligned}\frac{\partial f(\nu,\Omega)}{\partial t} + c\Omega\cdot\nabla f(\nu,\Omega) &= q(\nu)(1+\tfrac{1}{2}c^3 f(\nu,\Omega)) - c\kappa_a(\nu)\, f(\nu,\Omega) \\ &+ c\int_0^\infty \nu'^2 d\nu' \int_{4\pi} d\Omega' \,[\kappa_s(\nu'\to\nu,\Omega'\cdot\Omega)\, f(\nu',\Omega')(1+\tfrac{1}{2}c^3 f(\nu,\Omega)) \\ &- \kappa_s(\nu\to\nu',\Omega\cdot\Omega')\, f(\nu,\Omega)(1+\tfrac{1}{2}c^3 f(\nu',\Omega'))]\end{aligned} \tag{3.6}$$

(Die Erwähnung der Orts- und Zeitabhängigkeit in den Argumenten der Funktionen wird der Übersicht halber unterdrückt.) Die linke Seite dieser kinetischen Gleichung repräsentiert wie in jeder Boltzmann-Gleichung die substantielle zeitliche Ableitung der Funktion mit dem Term für die Nettoflußrate aus dem betrachteten Phasenelement. Der Gradient im Frequenzraum taucht nicht auf, weil die Lichtstrahlen sich gerade ausbreiten und unterwegs keinen Energieverlust erleiden. Auf der rechten Seite steht als erstes die Emissionsrate mit der Quellfunktion $q(\nu)$ und die Absorptionsrate mit dem Absorptionskoeffizienten $\kappa_a(\nu)$. Der letzte Term ist das für uns interessante Stoßintegral mit den differentiellen Streukoeffizienten $\kappa_s(\nu\to\nu',\Omega\cdot\Omega')$. Die gestrichenen Größen beschreiben den Zustand nach dem Stoß, die ungestrichenen den davor. Im ersten Teil des Terms wird über alle Raumelemente integriert, aus denen in das von uns betrachtete Element hineingestreut wird, im zweiten Teil umgekehrt über alle Elemente, in die aus dem unseren heraus die Photonen gestreut werden.

Die kleinste Elementarzelle im Phasenraum ist nach der Heisenberg'schen

---

1) Pomraning definiert seinen Frequenzraum etwas ungeschickt $d\nu\, d\Omega$

Unschärferelation von der Große

$$\Delta^3 r \, \Delta^3 p = 1/2 \, h^3 \tag{3.7}$$

oder in unserem Fall

$$\Delta^3 r \, \Delta^3 \nu = 1/2 \, c^3 \tag{3.8}$$

so daß die Besetzungszahl in einer solchen Zelle

$$n = \int_{\square} f \, d^3 r \, d^3 \nu = 1/2 \, c^3 \, f \tag{3.9}$$

ist. Die Transportgleichung nimmt damit folgende Form an:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(\nu,\Omega)}{\partial t} + c\Omega \cdot \nabla n(\nu,\Omega) &= \tfrac{1}{2} c^3 q(\nu)(1+n(\nu,\Omega)) - c\kappa_a(\nu)\, n(\nu,\Omega) \\ &+ c \int_0^\infty \nu'^2 d\nu' \int_{4\pi} d\Omega' [\, \kappa_s(\nu' \to \nu, \Omega' \cdot \Omega)\, n(\nu',\Omega')(1+n(\nu,\Omega)) \\ &- \kappa_s(\nu \to \nu', \Omega \cdot \Omega')\, n(\nu,\Omega)(1+n(\nu',\Omega'))] \end{aligned} \tag{3.10}$$

Die Faktoren (1+n) spiegeln die für Bosonen charakteristische erhöhte Übergangswahrscheinlichkeit durch induzierte Prozesse wieder.

Wir betrachten jetzt nur noch das Stoßintegral, weil sich die Emission und Absorption von Photonen auf viel größeren Zeitskalen abspielt als die Streuung und deshalb in dem hier zu betrachtenden Frequenzbereich vernachlässigbar ist. Wir machen dies durch einen Index 'c' in der Transportgleichung deutlich:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + c\Omega \cdot \nabla n = \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_c \tag{3.11}$$

Der differentielle Streukoeffizient

$$\kappa_s(\nu \to \nu', \Omega \cdot \Omega') = N \, \sigma(\nu) \, K(\nu \to \nu', \Omega \cdot \Omega') \tag{3.12}$$

ist so definiert, daß für den Streukoeffizienten (m^{-1}) selbst gilt

$$\kappa_s(\nu) = \int_0^\infty \nu'^2 d\nu' \int_{4\pi} d\Omega' \, \kappa_s(\nu \to \nu', \Omega \cdot \Omega') = N \, \sigma(\nu) \tag{3.13}$$

da

$$\int_0^\infty \nu'^2 d\nu' \int_{4\pi} d\Omega' \, K(\nu \to \nu', \Omega \cdot \Omega') = 1 \tag{3.14}$$

N ist dabei die Teilchendichte (m^{-3}), $\sigma(\nu)$ der Streuquerschnitt pro Teilchen (m^2) und K der normierte Integralkern ($Hz^{-3} sr^{-1}$). Für klassische Thomson-Streuung ist

$$\sigma(\nu) = \sigma_{Th} = 8\pi/3 \, (e^2/m_e c^2)^2 \tag{3.15}$$

$$K_{Th}(\nu\to\nu',\cos\theta) = \frac{3}{16\pi}(1+\cos^2\theta)/\nu^2\,\delta(\nu'-\nu) \qquad (3.16)$$

Die Dirac'sche δ-Funktion verrat, daß hier keine Energieübertragung möglich ist. Beim Compton-Effekt ist der Streuquerschnitt durch die Klein-Nishina-Formeln gegeben, die für $h\nu \ll m_e c^2$ folgende Form annehmen:

$$\sigma(\nu) = \sigma_{KN}(\nu) \approx \sigma_{Th}\,(1 - 2h\nu/m_e c^2 + 26/5\,(h\nu/m_e c^2)^2) \qquad (3.17)$$

$$K_{KN} \approx \frac{3}{16\pi}(1+\cos^2\theta)(1 - 2(1-\cos\theta)h\nu/m_e c^2 + C(\cos\theta)(h\nu/m_e c^2)^2)$$

$$\nu^{-2}\,\delta(\nu'-\nu(1 - (1-\cos\theta)h\nu/m_e c^2 + (1-\cos\theta)^2(h\nu/m_e c^2)^2)) \qquad (3.18)$$

wobei nun ν' verschieden von ν sein kann.

Beim inversen Compton-Effekt mit bewegten Elektronen sind die Stöße vom Impuls des Elektrons abhängig. Wir müssen deshalb die Impulsverteilung der Elektronen $F(\underline{p}_e,t)$ berücksichtigen:

$$N_e(\underline{r},\underline{p}_e,t) = N(\underline{r},t)\int F(\underline{p}_e,t)\,d^3p_e \qquad (3.19)$$

mit

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(\underline{p}_e,t)\,d^3p = 1 \qquad (3.20)$$

und in der Gleichung für den Streukoeffizienten (3.13) N durch N_e ersetzen, d.h.

$$\kappa_c(\nu) = \int d^3p_e \int \nu'^2 d\nu'\,d\Omega'\,\kappa_s(\nu\to\nu',\Omega\cdot\Omega')\,F(\underline{p}_e) \qquad (3.21)$$

Da wir in unserer Näherung für die Transportgleichung 3.10 ohnehin für den Streuquerschnitt, der von Ordnungen $h\nu/m_e c^2$ abhängt (s.3.17), zum Thomson-Grenzwert 3.15 übergehen werden, ist

$$\kappa_s(\nu') \approx \kappa_s(\nu) \qquad (3.22)$$

und wir definieren die Übergangswahrscheinlichkeit (s^{-1})

$$dW := c\,d\kappa_s = N\,\sigma(\nu)\,K(\nu\to\nu',\Omega\cdot\Omega')\,\nu'^2 d\nu'\,d\Omega' \qquad (3.23)$$

Da die Energie eines Elektrons $E=p_e^2/2m_e$ ist, schreiben wir für den Stoßterm in 3.11

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_c = \int d^3p_e \int dW\,[\,n'(1+n)\,F(E+h\nu-h\nu') - n(1+n')\,F(E)] \qquad (3.24)$$

(Kompaneets 1956, Gl.1), wobei wir nun die Argumente der Funktionen vollends weglassen und die Striche an den Größen selbst anbringen.

Wir setzen im folgenden voraus, daß die Elektronen im thermodynamischen Gleichgewicht sind, und setzen für F(E) eine Maxwell-Verteilung mit der Temperatur T_e ein:

$$F(E) = \text{const.}\, e^{-E/kT_e} \quad \text{und} \quad F(E-h\Delta) = F(E)\, e^{h\Delta/kT_e} \tag{3.25}$$

Es ist dann leicht zu sehen, daß für eine Planck-Strahlung mit

$$n = (e^{h\nu/kT_r} - 1)^{-1} \tag{3.26}$$

für die $T_r = T_e$ ist, die rechte Seite von Gleichung 3.24 verschwindet und die Photonenzahl in der betrachteten Phasenzelle konstant ist. Es werden genau soviele Photonen in das Element hineingestreut wie hinaus, und es liegt ein vollständiges Gleichgewicht vor.

Wir lassen nun aber $T_r \neq T_e$ und entwickeln die Funktion n' in Potenzen von $h\Delta$, wobei wir nur Glieder bis zur zweiten Ordnung berücksichtigen. Mit Hilfe der Definitionen

$$x := h\nu/kT_r \tag{3.27}$$

und

$$\delta := h\Delta/kT_r \tag{3.28}$$

ist

$$n' = n(x+\delta) \approx n(x) + \frac{\partial n}{\partial x}\delta + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}\delta^2 \tag{3.29}$$

Ebenso entwickeln wir die Elektronenverteilung 3.25 und setzen $h\Delta/kT_e = \delta\, T_r/T_e$:

$$F(E-h\Delta) \approx F(E)\,(1 + T_r/T_e\,\delta + 1/2\,(T_r/T_e)^2\,\delta^2) \tag{3.30}$$

Der Integrand in Gleichung 3.24 erhält damit die Form

$$\text{Integrand} = \left((\frac{\partial n}{\partial x} + n(1+n)\frac{T_r}{T_e})\frac{h\Delta}{kT_r}\right.$$

$$\left. + \frac{1}{2}(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + (1+n)(2\frac{T_r}{T_e}\frac{\partial n}{\partial x} + n(\frac{T_r}{T_e})^2))(\frac{h\Delta}{kT_r})^2\right)F(E) \tag{3.31}$$

Wir haben nun die Aufgabe, zwei Integrale zu lösen:

$$I_1 = \int d^3p_e \;\; dW\, F(E)\, h\Delta \tag{3.32}$$

und

$$I_2 = \int d^3p_e \;\; dW\, F(E)\, (h\Delta)^2 \tag{3.33}$$

Die Größe der übertragenen Energie $h\Delta$ ist durch die Sätze von Energie- und Impulserhaltung bestimmt:

$$h\nu + p_e^2/2m_e = h\nu' + p_e'^2/2m_e \tag{3.34}$$

$$h\nu/c\ \underline{n} + \underline{p}_e = h\nu'/c\ \underline{n}' + \underline{p}_e' \tag{3.35}$$

$\underline{n}$, $\underline{n}'$ sind keine Photonenzahlen, sondern Einheitsvektoren und geben die Richtung des Photons vor bzw. nach dem Stoß an. Wir eliminieren p_e':

$$p_e'^2 = p_e^2 + 2m_e(h\nu - h\nu') = p_e^2 - 2m_e h\Delta \tag{3.36}$$

und

$$p_e'^2 = (\underline{p}_e + h\nu/c\ (\underline{n} - (1+h\Delta/h\nu)\underline{n}'))^2$$

$$= p_e^2 + 2h\nu/c\ \underline{p}_e\cdot(\underline{n}-\underline{n}') - 2h\Delta/c\ \underline{p}_e\cdot\underline{n}' + 2(h\nu/c)^2(1-\underline{n}\cdot\underline{n}')$$

$$+ 2h\Delta/c\ h\nu/c\ (1-\underline{n}\cdot\underline{n}') + (h\Delta/c)^2 \tag{3.37}$$

und erhalten

$$h\Delta = \frac{h\nu c\ \underline{p}_e\cdot(\underline{n}-\underline{n}') + (h\nu)^2(1-\underline{n}\cdot\underline{n}')}{m_e c^2\ (1 + h\nu/m_e c^2(1-\underline{n}\cdot\underline{n}') - 1/m_e c\ \underline{p}_e\cdot\underline{n}' + 1/2\ h\Delta/m_e c^2)} \tag{3.38}$$

Diese Gleichung ist exakt, jedoch sehr unhandlich, weil ein quadratisches Glied in $h\Delta$ auftritt. Da wir bis zur zweiten Ordnung in $h\Delta/kT_r$ entwickeln, ist es einfacher, zunächst das Integral I_2 (3.33) zu lösen und nur den größten Term in $h\nu/m_e c^2$ zu berücksichtigen. Wir können deshalb auf jeden Fall die Klammer im Nenner von (3.38) gleich 1 setzen und auch den zweiten Term des Zählers vernachlässigen:

$$h\Delta \approx h\nu/m_e c^2\ c\underline{p}_e\cdot(\underline{n}-\underline{n}') \tag{3.39}$$

Das zweite Integral hat jetzt die Form

$$I_2 = (h\nu/m_e c^2)^2\ c^2 \int d^3p_e \int dW\ F(E)\ (\underline{p}_e\cdot(\underline{n}-\underline{n}'))^2 \tag{3.40}$$

Wir nennen den Winkel zwischen der Einfallsrichtung des Elektrons und der Differenz der Photonenrichtungen ψ und können die beiden Integrationen separieren:

$$I_2 = (h\nu/m_e c^2)^2\ c^2 \int p_e^2\ \cos^2\psi\ F(E)\ d^3p_e \int (\underline{n}-\underline{n}')^2\ dW \tag{3.41}$$

Die erste Integration ergibt mit $p_e^2 = 2m_e E$ die mittlere Energie der Maxwell-Verteilung $2m_e\ 3/2\ kT_e$ und wegen des $\cos^2\psi$ einen Faktor 1/3:

$$I_2 = (h\nu/m_e c^2)^2\ m_e c^2\ kT_e \int (\underline{n}-\underline{n}')^2\ dW \tag{3.42}$$

Die zweite Integration führen wir durch, indem wir zum Thomson-Grenzwert übergehen (vgl. S.15f):

$$\int(\underline{n}-\underline{n}')^2\,dW = 2\int(1-\underline{n}\cdot\underline{n}')\,dW$$

$$= 2c\,N\,\sigma_{Th}\int K_{Th}\,(1-\underline{n}\cdot\underline{n}')\,\nu'^2 d\nu'\,d\Omega'$$

$$= 2c\,N\,\sigma_{Th}\,(1-\int K_{Th}\,\nu'^2 d\nu'\,\cos\Theta'\,\sin\Theta'\,d\Theta'\,d\varphi') \qquad (3.43)$$

Wir haben dabei bereits die Normierung von K (3.14) ausgenutzt. Da der Integralkern bei Thomson-Streuung (3.16) nur von $\cos^2\Theta$ abhängt, die Streuung mit anderen Worten symmetrisch bezüglich Θ und $\pi-\Theta$ ist, ergibt das Integral über alle Θ null. Daraus folgt

$$I_2 = (h\nu)^2\,kT_e/m_ec^2\,2c\,N\,\sigma_{Th} \qquad (3.44)$$

oder ausgedruckt mit der mittleren freien Weglänge zwischen zwei Stößen $l:=1/N\sigma_{Th}$

$$I_2 = (h\nu)^2\,kT_e/m_ec^2\,2c/l \qquad (3.45)$$

Das Integral I_1 (3.32) konnen wir nicht direkt ausrechnen, weil die Integration über den ersten Term der Gleichung 3.38 verschwindet und die weiteren Terme Komplikationen mit sich bringen. Unser Stoßintegral hat deshalb bisher die Form

$$(\frac{\partial n}{\partial t})_c = (\frac{\partial n}{\partial x} + n(1+n)T_r/T_e)\,I_1/kT_r$$

$$+ (\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + 2(1+n)\frac{\partial n}{\partial x}T_r/T_e + n(1+n)(T_r/T_e)^2)\,x^2\,kT_e/m_ec^2\,c/l \qquad (3.46)$$

Da wir Emission und Absorption vernachlässigt haben, bleibt die Gesamtphotonenzahl erhalten, und das Stoßintegral beschreibt die Zu-(Ab-)nahme der Photonenzahl in unserer Phasenzelle durch den inversen Compton-Effekt. Es stellt in der Transportgleichung 3.11 einen Quellterm dar, der sich in der Fokker-Planck-Form schreiben läßt. Wir definieren also eine Stromdichte $\underline{j}$ (isotrop) und setzen

$$(\frac{\partial n}{\partial t})_c = \nabla_\nu\cdot\underline{j} = \frac{1}{\nu^2}\frac{\partial}{\partial\nu}(\nu^2 j) = \frac{1}{x^2}\frac{\partial}{\partial x}(x^2 j) \qquad (3.47)$$

Die Gestalt von j ermitteln wir durch Vergleich mit Gleichung 3.46. Dort kommt die zweite Ableitung von n(x) mit einem Faktor x^2 und sonst keinen weiteren Funktionen vor. Es muß also in j der Ausdruck $x^2\frac{\partial n}{\partial x}$ vorkommen. Da für vollständiges thermisches Gleichgewicht der Stoßterm verschwinden muß (s. S.17), ist dieser Ausdruck durch die Ableitung der Planck-Funktion 3.26

$$\frac{\partial n}{\partial x} = -n(1+n) \tag{3.48}$$

zu kompensieren. Es ergibt sich

$$j = \text{const.}\ x^2 \left(\frac{\partial n}{\partial x} + n(1+n)T_r/T_e\right) =: \text{const.}\ x^2\ D \tag{3.49}$$

Wir haben vorübergehend die Klammer mit D abgekurzt. Einsetzen in die Fokker-Planck-Gleichung 3.47 ergibt

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_c = \frac{2}{x} j + \frac{\partial j}{\partial x} = \text{const.}\ (2xD + \frac{\partial}{\partial x}(x^2 D)) = \text{const.}\ (4xD + x^2 \frac{\partial D}{\partial x}) \tag{3.50}$$

Unser Stoßterm 3.46 mit dem Integral I_1 hat in dieser Schreibweise die Form

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_c = D\ \frac{I_1}{kT_r} + \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + (1+2n)\frac{\partial n}{\partial x}\frac{T_r}{T_e} + D\ \frac{T_r}{T_e}\right) x^2\ \frac{kT_e}{m_e c^2}\ \frac{c}{l}$$

$$= D\ \frac{I_1}{kT_r} + \left(\frac{\partial D}{\partial x} + D\ \frac{T_r}{T_e}\right) x^2\ \frac{kT_e}{m_e c^2}\ \frac{c}{l} \tag{3.51}$$

Der Vergleich beider Gleichungen liefert die Konstante und den Wert für I_1:

$$D\ I_1/kT_r + x^2\ D\ T_r/T_e\ kT_e/m_e c^2\ c/l = 4x\ D\ kT_e/m_e c^2\ c/l \tag{3.52}$$

$$I_1/kT_r = kT_e/m_e c^2\ c/l\ (4x - x^2\ T_r/T_e) \tag{3.53}$$

Damit erhalten wir das Stoßintegral in seiner endgültigen Gestalt:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_c = \left[\left(\frac{\partial n}{\partial x} + n(1+n)\frac{T_r}{T_e}\right)x\left(4 - x\frac{T_r}{T_e}\right)\right.$$

$$\left. + \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + 2(1+n)\frac{\partial n}{\partial x}\frac{T_r}{T_e} + n(1+n)\left(\frac{T_r}{T_e}\right)^2\right)x^2\right] \frac{kT_e}{m_e c^2}\ \frac{c}{l} \tag{3.54}$$

Wir sehen an dieser Gleichung, daß alle Photonen mit $h\nu < 4kT_e$ im Mittel Energie aufnehmen. Führen wir die dimensionslose Zeit

$$dy := kT_e/m_e c^2\ c/l\ dt \tag{3.55}$$

ein und fassen etwas zusammen, so ist

$$\left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)_c = \frac{1}{x^2}\ \frac{\partial}{\partial x}\left[x^4\ \left(\frac{\partial n}{\partial x} + n(1+n)T_r/T_e\right)\right] \tag{3.56}$$

Ausgedrückt durch die optische Tiefe

$$\tau = \int c/l\ dt = \sigma_{Th} \int N\ dz \tag{3.57}$$

ist

$$y = kT_e/m_e c^2\ \tau \tag{3.58}$$

(dz ist die in der Zeit dt mit der Geschwindigkeit c zurückgelegte Wegstrecke.)

Gleichung 3.56 stimmt mit der Kompaneets-Gleichung für den Fall $T_r=T_e$ überein (vgl. Kompaneets 1956, Gl.12).

3.2. Der Syunyayev-Zeldovich-Effekt in Galaxienhaufen

Wir wollen die Wechselwirkung der kosmischen Hintergrundstrahlung mit dem heißen Gas in Galaxienhaufen untersuchen und wissen bereits, daß diese Strahlung ein Planck-Spektrum besitzt. Abweichungen hiervon sind äußerst gering und wurden in Abschnitt 2.2 besprochen. Die Temperatur dieser Strahlung liegt in der Gegend von 3 K (siehe Gl. 2.1-2.3), das erwartete Haufengas ist dagegen sehr heiß mit Temperaturen von 10^8 K. Es ist vollstandig ionisiert, so daß wir es mit einem freien, nichtrelativistischen Elektronengas zu tun haben. In unsere aufbereitete Kompaneets-Gleichung (3.56) werden wir also wie angekündigt ein Planck-Spektrum (3.26) mit der Temperatur $T_r \ll T_e$ einsetzen. Dies bedeutet, daß die Entwicklung der Elektronenverteilung (3.30) viel schneller konvergiert als die der Photonenbesetzungszahl (3.29), und es ist nicht mehr sinnvoll, hier über die nullte Näherung in $h\Delta/kT_e$ hinauszugehen. Wir können also den zweiten Term in 3.56 vernachlässigen und erhalten eine reine Diffusionsgleichung im Frequenzraum:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)_c = \frac{1}{x^2}\frac{\partial}{\partial x}\left(x^4 \frac{\partial n}{\partial x}\right) \qquad (3.59)$$

Wir müssen nun die Zeitskala für die Energieübertragung abschätzen, um zu überprüfen, wann die Näherung ihre Gültigkeit verliert. Wenn wir die Strahlungsintensität

$$I = 2h\nu^3/c^2\, n = 2(kT_r)^3/(hc)^2\, n\, x^3 \qquad (3.60)$$

über den ganzen Frequenzraum integrieren, können wir die Änderung der Energiedichte

$$u = 1/c \int_0^\infty d\nu \int_{4\pi} d\Omega\, I \qquad (3.61)$$

berechnen. Gleichung 3.59 mit x^3 multipliziert und integriert liefert ($n(0)=n(\infty)=0$):

$$L.S. = \int_0^\infty \left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)_c x^3 \, dx = \frac{\partial}{\partial y}\int_0^\infty n \, x^3 \, dx \qquad (3.62)$$

$$R.S. = \int_0^\infty x \frac{\partial}{\partial x}\left(x^4 \frac{\partial n}{\partial x}\right) dx = -\int_0^\infty x^4 \frac{\partial n}{\partial x} dx = 4\int_0^\infty n \, x^3 \, dx \qquad (3.63)$$

Daraus folgt $$u = u_o \, e^{4y} \qquad (3.64)$$

Für typische Dichten in Galaxienhaufen von $N \sim 5 \cdot 10^3 \, m^{-3}$ ist die mittlere freie Weglänge $l \sim 100$Mpc und die optische Tiefe (3.57) bei einem charakteristischen Durchmesser von 1 Mpc nur $\tau \sim 10^{-2}$. Beim Passieren des Galaxienhaufens wird also nur ein kleiner Bruchteil der Photonen gestreut. Mit $kT_e = 10$ kev ist $y \sim 2 \cdot 10^{-4}$ und

$$u \approx (1+4y) \, u_o = 1.0008 \, u_o \qquad (3.65)$$

und die Zeit, in der sich die Energiedichte um den Faktor e andert, ist

$$t_c = 1/4 \, m_e c^2/kT_e \, 1/c = 4 \cdot 10^9 \text{ Jahre} \qquad (3.66)$$

und entspricht 20% der Hubble-Zeit (s. Fußnote S.37). Unsere Annahme ist also gerechtfertigt, daß das Spektrum der Hintergrundstrahlung nur ganz geringfügig geändert wird. An dieser Stelle sollten wir erwähnen, daß Syunyayev (1980) gezeigt hat, daß eine Einzelstreuungsnäherung sich nicht wesentlich von der Behandlung mit der Kompaneets-Gleichung unterscheidet.

Wir setzen also das Planck-Spektrum (3.26) in Gleichung 3.59 ein und integrieren direkt. Die Ableitungen sind

$$\frac{\partial n}{\partial x} = -n(1+n) \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = n(1+n)(1+2n) \qquad (3.67)$$

Daraus folgt $$\left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)_c = x \, n(1+n) \, (x \, (1+2n) - 4)$$

$$= x/2 \, \text{cosech}^2(x/2) \, (x/2 \coth(x/2) - 2) \qquad (3.68)$$

(vgl. Zeldovich & Syunyayev 1969). Dann ist die Änderung der Besetzungszahl nach dem Passieren des Haufens

$$\Delta n = \int \left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)_c dy = \left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)_c y \qquad (3.69)$$

und die Änderung der Strahlungsintensität mit 3.60

$$\Delta I = (kT_r)^3/(hc)^2 \, x^3 \left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)_c 2y \qquad (3.70)$$

Wir dividieren durch n bzw. I und erhalten

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta n}{n} = x/2\ e^{x/2}\ \text{cosech}(x/2)\ (x/2\ \coth(x/2) - 2)\ 2y \qquad (3.71)$$

Die relative Änderung der Strahlungstemperatur T_r gewinnen wir aus

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} = \frac{d\ln T_r}{d\ln I}\frac{\Delta I}{I} = \frac{dT_r}{dI}\frac{I}{T_r}\frac{\Delta I}{I} \qquad (3.72)$$

$$\frac{dT_r}{dI} = \frac{T_r}{I}\frac{e^x-1}{x\ e^x} \qquad (3.73)$$

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} = \frac{e^x-1}{x\ e^x}\frac{\Delta I}{I} = \frac{2}{x}\ e^{-x/2}\ \sinh(x/2)\ \frac{\Delta I}{I} \qquad (3.74)$$

Daraus folgt

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} = (x/2\ \coth(x/2) - 2)\ 2y \qquad (3.75)$$

Dies ist der sogenannte Syunyayev-Zeldovich-Effekt. Wir betrachten das Frequenzverhalten auf der Rayleigh-Jeans-Seite des Spektrums, wo wir als Radioastronomen unsere Beobachtungen machen, und auf der Wien-Seite (vgl. Fabbri et al. 1978), wo die Zukunft der Submillimeter-Astronomie liegt. Die Formeln werden dann sehr einfach. Durch direkte Näherung von 3.71, 3.75 für x<1 erhalten wir

$$(\Delta I/I)_{RJ} = -(1+x/2)\ 2y \qquad (3.76)$$

$$(\Delta T_r/T_r)_{RJ} = -(1-x^2/12)\ 2y \qquad (3.77)$$

und durch Einsetzen der Wien-Näherung $n_W = e^{-x}$ in 3.59 für x>4

$$(\Delta I/I)_W = x(x-4)\ y \qquad (3.78)$$

$$(\Delta T_r/T_r)_W = (x-4)\ y \qquad (3.79)$$

Die Abbildungen 1 und 2 geben das Verhalten der Gleichungen 3.71, 3.75 - 3.79 wieder. Abbildung 3 zeigt die Verschiebung des Planck-Spektrums durch den inversen Compton-Effekt, wobei wir den typischen Wert für y (s.o.) um einen Faktor 100 erhöht haben, um die Abweichung überhaupt in der Zeichnung sichtbar machen zu können.

Wir weisen daraufhin, daß die Gleichung für ΔI/I, die bei Syunyayev und Zeldovich (1972) angegeben wird, identisch mit 3.76 ist und nur im Rayleigh-Jeans-Bereich gilt. Sie wird fälschlicherweise wegen einer unglücklichen Umformulierung der Gleichungen 3.71 und 3.75 bei Zeldovich und Syunyayev (1969) auch für den Wien-Bereich angewandt (vgl. dagegen 3.78).

Wie wir an Gleichung 3.53 für I_1 gesehen haben, nehmen die Photonen im Mittel Energie auf, wenn sie den Haufen durchqueren, da sie viel kühler als diese sind. Der Begriff des **inversen** Compton-Effekts hat also seine Berechtigung, und praktisch das ganze Spektrum wird zu höheren Frequenzen hin verschoben, nämlich in die Richtung zum chemischen Potential des Quasi-Gleichgewichts (s. S.13). Deshalb finden wir ein negatives Vorzeichen in der Rayleigh-Jeans-Näherung, und der Syunyayev-Zeldovich-Effekt produziert im Mikrowellenbereich eine Senke. Radioastronomen reden folglich von Mikrowellenhintergrundsabsorption, auch wenn die Energie des Hintergrunds zunimmt. Der Effekt verschwindet bei x=3.830 und wird in der Wien-Näherung positiv. Im Rayleigh-Jeans-Bereich ist die Frequenzabhängigkeit nur sehr schwach, und eine Abschätzung mit den typischen Haufenparametern (s.o.) ergibt

$$(\Delta I/I)_{RJ} \approx (\Delta T_r/T_r)_{RJ} \approx -2y = -4 \cdot 10^{-4} \qquad (3.80)$$

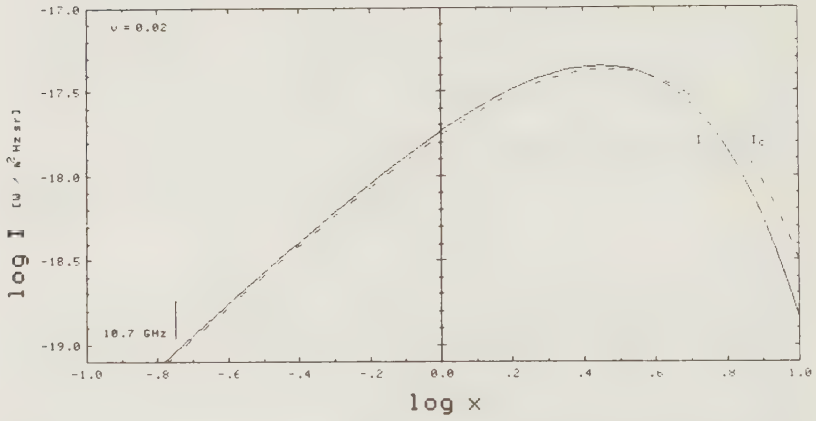


Abb.1: Das Spektrum der kosmischen Hintergrundstrahlung (I) und seine Verschiebung zu höheren Frequenzen durch inverse Compton-Streuung (I_c)

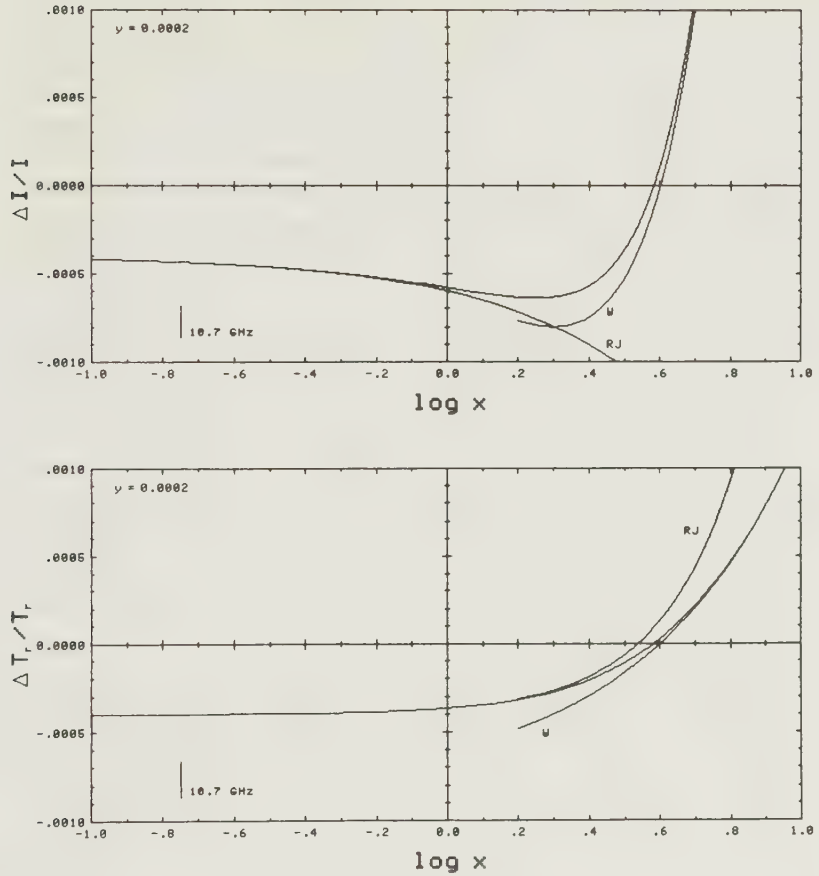


Abb.2/3: Die Frequenzabhängigkeit des Syunyayev-Zeldovich-Effekts: Mikrowellenabsorption im Rayleigh-Jeans-Bereich und erhöhte Hintergrundstrahlung im Wien-Bereich (logx>0.58). Die Näherungsformeln sind ebenfalls eingezeichnet

4. Hydrostatisches Modell eines Galaxienhaufens

4.1. Isotherme Galaxienverteilung und Virialmasse

Wir wollen unter einem Haufen von Galaxien ein kugelförmiges Gebilde verstehen, das aus Teilchen, nämlich Galaxien, besteht und nur der eigenen Gravitation unterworfen ist. Es rotiere nicht. Die Teilchen haben alle für uns die gleiche Masse und ihre Verteilung ist in einem Gleichgewichtszustand. Wir können von einer isothermen Gaskugel reden, denn die mittlere kinetische Energie der Galaxien ist konstant. Die radiale Verteilung in einem solchen Modell, das ebenfalls auf die Sterne in einer kugelförmigen Galaxie oder einen Kugelsternhaufen anwendbar ist, wurde von Emden (1907, Kap.9) berechnet. Für große Abstände r vom Haufenzentrum wird die Lösung in ihrer Projektion an die Himmelssphäre proportional zu $1/r$. Der Haufen ist also unbegrenzt. Deshalb wurde später ein Abbruchparameter eingeführt, der die Galaxiendichte bei einem bestimmten Radius verschwinden laßt (Bahcall 1972, 1975).

Auf verschieden lang belichteten Photoplatten untersuchte Hubble (1930) das Verhalten der Flächenhelligkeit elliptischer Galaxien in Abhängigkeit vom Radius und fand, daß sie für große r den Verlauf $1/r^2$ aufweist. Da der Helligkeitsverlauf ein direktes Maß fur die Dichteverteilung der Sterne ist, schien die Anwendung des empirisch gefundenen Hubble-Gesetzes genauer zu sein als die Emden-Gaskugel.

Untersuchungen von Kugelsternhaufen führten King (1962, 1966) schließlich auf ein modifiziertes Hubble-Gesetz, das aus einem Term für den Zentralbereich ($r \lesssim r_c$) und einem weiteren mit einem Abbruchparameter für die Außenregion ($r \gg r_c$) besteht. Danach ist der Verlauf der Flachendichte $\sigma(r)$ im inneren Bereich relativ zum Maximum $\sigma(0)$ gegeben durch

$$\sigma(r)/\sigma(0) = (1 + (r/r_c)^2)^{-1} \qquad (4.1)$$

r_c ist dabei ein charakteristischer Radius für den Haufen, wie er ähnlich auch fur ein Emden-Gas definiert wurde (Zwicky 1957, S.137f), und zwar in dem Sinne, daß im King-Modell die Flächendichte bei diesem Radius auf die Hälfte des Zentralwerts abgefallen ist. Wir sehen dies, wenn wir $r=r_c$ in 4.1 einsetzen. Da r_c in etwa ein Maß für das innere Kerngebiet eines Haufens ist, nennt man ihn gewöhnlich den Kernradius.

Über das Virialtheorem (vgl. S.3), das besagt, daß im stationären Fall die Gravitationsenergie eines Haufenmitglieds gleich seiner doppelten mittleren kinetischen Energie ist (s. Zwicky 1957, Kap.35), liefert r_c den Zusammenhang der letzteren mit der Mittelpunktsdichte ρ_o des Haufens:

$$G M_c/r_c = \langle v^2 \rangle \tag{4.2}$$

Daraus folgt mit der Definition 4.7

$$r_c^2 = 3\langle v^2 \rangle/4\pi G\rho_o = 9\langle v_n^2 \rangle/4\pi G\rho_o \tag{4.3}$$

Dabei ist $\langle v_n^2 \rangle$ die Komponente der Geschwindigkeitsdispersion $\langle v^2 \rangle$ parallel zur Sichtlinie. Die dreidimensionale Dichteverteilung gehorcht dem Gesetz

$$\rho(r')/\rho_o = (1 + (r'/r_c)^2)^{-3/2} \tag{4.4}$$

aus dem sich durch Integration über die Sichtlinie direkt 4.1 ergibt.

Die Anwendung des King-Modells auf die Galaxienverteilung im Comahaufen (A 1656) führte zu überraschend guten Ergebnissen, und der radiale Verlauf ließ sich bis zu sehr hohen Werten von $r \sim 30 r_c$ verifizieren (King 1972, Rood et al. 1972). Die Anpassung ergab einen Abbruchparameter, der die Dichte erst bei $r = 158.6 r_c$ verschwinden läßt! Da r_c für den Comahaufen 0.25 Mpc ist, ein typischer Wert (Bahcall 1975), würde dies einem Haufenradius von ~30 Mpc entsprechen. Aus diesem Grunde benutzen wir hier das Modell nur in der Form 4.1 bzw. 4.4, da unsere Untersuchungen nicht empfindlich sind in Bezug auf die Form der extremen Außenregionen und die Gleichungen für den von Abell (1958) für einen Haufen definierten Bereich von 3 Mpc (s. S. 45) gute Anpassungen versprechen (Dressler 1978c).

Wir nehmen weiterhin an, daß die Geschwindigkeitsdispersion im Haufen konstant ist, obwohl das King-Modell nicht auf isotherme Fälle beschrankt ist. Da die Geschwindigkeiten meistens aus den Rotverschiebungen nur sehr weniger, prominenter Haufenmitglieder bekannt sind, haben wir ohnehin keine Information, die eine genauere Differenzierung zuläßt.

Wir sind im Grunde genommen nicht weit von Emdens Ideen entfernt, nur daß wir ein empirisch begründetes Gesetz für den Dichteverlauf verwen-

den, das steiler abfällt ($1/r^2$) als jenes ($1/r$) und deshalb nicht so empfindlich von einem Abbruchparameter abhängt (s.o.).

Wir wollen nun die Masse eines Galaxienhaufens bestimmen, indem wir uns die Relation 4.3 zunutze machen. Wir dürfen jedoch nicht verschweigen, daß hierin eine wesentliche Annahme steckt. Neben der Tatsache, daß das Virialtheorem nur für einen relaxierten Haufen anwendbar ist, wird ebenfalls vorausgesetzt, daß die Galaxienverteilung auch die Verteilung der Virialmasse wiederspiegelt, die wie wir gesagt haben, ein Vielfaches der durch die Galaxien repräsentierten Masse beträgt (s. S. 3). Die Galaxienverteilung soll also dem Gesamtgravitationspotential des Haufens folgen, und die an hellen Vertretern gemessene Geschwindigkeitsdispersion (s.o.) sei auch typisch für die schwächeren Galaxien. r_c, aus Galaxienzählungen ermittelt und in 4.3 eingesetzt, liefert uns dann die Mittelpunktsdichte der Virialmasse des Haufens.

Nun ist es kein Problem Gleichung 4.4 über ein Volumen mit dem Radius R' zu integrieren und die darin enthaltene Masse M(R') zu bestimmen:

$$M(R') = \int_{R'} \rho(r')\, dV = 4\pi \int_0^{R'} \rho(r')\, r'^2\, dr'$$
$$= 4\pi\rho_o \int_0 r'^2 (1 + (r'/r_c)^2)^{-3/2}\, dr' \qquad (4.5)$$

Die Lösung ist

$$M(R') = 3M_c[\ln(R'/r_c + (1+(R'/r_c)^2)^{1/2}) - R'/r_c (1+(R'/r_c)^2)^{-1/2}] \qquad (4.6)$$

mit der Definition für die Kernmasse

$$M_c = 4\pi/3\ \rho_o\ r_c^3 \qquad (4.7)$$

In meßbaren Größen ausgedrückt ist nach 4.3

$$M_c = 3\langle v_n^2 \rangle\ r_c/G \qquad (4.8)$$

Wir erhalten somit ein Modell für die Masseverteilung eines Galaxienhaufens, das alleine durch optisch beobachtbare Größen (r_c, $\langle v_n^2 \rangle$) bestimmt ist.

4.2. Intergalaktisches Gas im Potential des Haufens

Wenn das Gas sich in einem Gleichgewichtszustand befindet, sollte sich seine Verteilung am Potentialtopf der Gesamtmasse des Haufens orientieren. Da die Galaxienverteilung aber bisher unser einziger Indikator für Form und Ausdehnung des Haufens ist, nehmen wir an, daß das Gas einem ähnlichen Gesetz folgt wie diese, und werden denselben Weg beschreiten wie Cavaliere und Fusco-Femiano (1976, 1978), die ein hydrostatisches Modell des Gases im Comahaufen konstruierten.

Im vorigen Abschnitt haben wir die Galaxienverteilung als isotherm angenommen. Diese Einschränkung wollen wir für das Gas nicht machen. Wir gehen von der Zustandsgleichung des idealen Gases aus, die wir in der Form $p=p(\rho_{Gas})$ wiedergeben:

$$p = kT/\mu m_H \rho_{Gas} = n\,kT \qquad (4.9)$$

Wir haben dabei die mittlere Masse eines Gasteilchens durch das mittlere Molekulargewicht μ und die Masse des Wasserstoffatoms m_H ausgedrückt. n ist dann nicht mehr die Besetzungszahl aus Kapitel 3, sondern die Teilchenzahldichte des Gases (m^{-3}). Wir führen den Parameter γ ein und setzen eine polytrope Beziehung

$$p \propto \rho^{\gamma} \qquad (4.10)$$

an. Wenn das Gas im hydrostatischen Gleichgewicht sein soll, muß

$$1 \leq \gamma \leq 5/3 \qquad (4.11)$$

$\gamma=1$ ist der isotherme Grenzfall, der der Galaxienverteilung entspricht. Für $\gamma>1$ nimmt die Temperatur nach außen ab und verschwindet bei einem endlichen Radius, wo auch Druck und Dichte null werden. Im adiabatischen Grenzfall $\gamma=5/3$ erreichen wir gerade den Zustand, in dem das Gas marginal instabil wird gegen Konvektion. Wir werden im folgenden nur diese beiden Extreme untersuchen.

Als Verbindung zu den Parametern der Galaxienverteilung definieren wir das Verhältnis der spezifischen kinetischen Energien $\langle v^2\rangle/2$ und $3/2\ kT/\mu m_H$ beider Verteilungen (Cavaliere & Fusco-Femiano 1976)

$$\beta := \mu m_H \langle v_n^2\rangle/kT \qquad (4.12)$$

Da wir die Galaxien bereits als ein Gas aufgefaßt haben, können wir sagen, wir vergleichen die Temperaturen beider Gase. Ist das Haufengas heißer als die Galaxien, so ist $\beta<1$, und die Ausdehnung des Gases ist weiter. Für $\beta>1$ ist das Gas enger im Kerngebiet konzentriert, weil es kälter ist, und für $\beta=1$ stimmen beide Verteilungen überein.

Für die Gasverteilung ergibt sich aus diesem hydrostatischen Modell

$$n(r')/n_o = (\rho(r')/\rho_o)^{\beta} \quad , \quad T = T_o \tag{4.13}$$

im isothermen Fall und

$$n(r')/n_o = (T(r')/T_o)^{3/2}$$

$$T(r')/T_o = 1 + 2/5\ \beta_o\ \ln(\rho(r')/\rho_o) \tag{4.14}$$

im adiabatischen Fall. Die Größen mit Index 'o' bezeichnen jeweils Werte für den Haufenmittelpunkt. Das gestrichene r verwenden wir hier, wenn wir den raumlichen Radius meinen, im Gegensatz zum projizierten Radius r.

Mit dem King-Modell (4.4) des vorigen Abschnitts erhalten wir für die Gasverteilung

$$n(r')/n_o = (1 + (r'/r_c)^2)^{-3\beta/2} \quad , \quad T = T_o \tag{4.15}$$

und

$$n(r')/n_o = (T(r')/T_o)^{3/2} = (1 - 3/5\ \beta_o\ \ln(1+(r'/r_c)^2))^{3/2} \tag{4.16}$$

r_c ist aus dem Optischen bekannt (vgl. vorigen Abschnitt), $\beta=\beta_o$ jedoch nur, wenn wir die Temperatur des Gases kennen. Diese könnte aus einem Röntgenspektrum gewonnen werden (vgl. Abschnitt 4.4), aber wir werden die Beziehung 4.12 umkehren und β aus einer Anpassung der Radiodaten an dieses Modell bestimmen und sodann über die Geschwindigkeitsdispersion die Temperatur ableiten. Damit sind die rechten Seiten der Gleichungen 4.13, 4.14 bekannt und n_o, die Zentraldichte des Haufengases, wird der zweite anzupassende Parameter der Radiodaten.

Analog zur Gleichung 4.5 für die Virialmasse des Haufens erhalten wir die Masseverteilung des Gases aus

$$m(R') = 4\pi \int_0^{R'} \rho_{Gas}(r')\ r'^2\ dr' \tag{4.17}$$

d.h.

$$m(R') = 3m_c/r_c^3 \int_0^{R'} r'^2(1+(r'/r_c)^2)^{-3\beta/2}\ dr' \tag{4.18}$$

und $$m(R') = 3m_c/r_c^3 \int_0^{R'} r'^2(1- 3/5\ \beta_o \ln(1+(r'/r_c)^2))^{3/2}\ dr' \qquad (4.19)$$

mit $$m_c = 4\pi/3\ \mu\ m_H\ n_o\ r_c^3 \qquad (4.20)$$

(vgl. 4.7). Gleichung 4.18 ist leicht analytisch integrierbar für $3\beta/2 = 1/2, 1, 3/2$ (4.6), 2, 3, 4, ...

4.3. Radiale Verteilung der Hintergrundsabsorption

Ziel einer Messung des Syunyayev-Zeldovich-Effekts ist die Bestimmung der Haufengasparameter (Dichte, Temperatur, Ausdehnung, Masse), und wir haben gesehen, daß die Anpassung der Senke an das im letzten Abschnitt aufgestellte Modell von Cavaliere und Fusco-Femiano uns n, β und T(β) liefert.

Wir wenden die im vorigen Kapitel hergeleitete Beziehung 3.77 für die relative Temperaturdifferenz der Hintergrundstrahlung $\Delta T_r(r)/T_r$ im Rayleigh-Jeans-Bereich an und setzen die dimensionslose Zeit y ein:

$$\Delta T_r(r)/T_r = -2 \int kT_e/m_e c^2\ c/l\ dt \qquad (4.21)$$

wobei wir die Frequenzabhängigkeit vernachlässigen, weil für unsere Beobachtungen bei 10.7 GHz x=0.179 (3.27) ist (vgl. Abb.3). Das Integral über c dt wird entlang der Sichtlinie dz ausgeführt. Wir erinnern uns an die Definition für die mittlere freie Weglänge $l=1/n_e\sigma_{Th}$ (s. S.19) und erhalten:

$$\Delta T_r(r)/T_r = -2\ \sigma_{Th}/m_e c^2 \int_{-\infty}^{\infty} n_e\ kT_e\ dz \qquad (4.22)$$

Die Elektronentemperatur T_e ist identisch mit der des Gases (T). Die Elektronendichte n_e ($\equiv$N, Kap.3) wäre identisch mit n, wenn wir ein reines Wasserstoffgas hätten. Wir wissen aber, daß die Materie zu fast 10% aus Helium und Spuren schwerer Elemente besteht. Die Existenz von Eisen wurde z.B. durch Röntgenlinien nachgewiesen (s. S. 5). Für Helium übernehmen wir den von Cavaliere und Fusco-Femiano (1976) als kanonisch bezeichneten Wert von 9.2%, schwere Elemente berücksichtigen wir nach den relativen kosmischen Häufigkeiten n_Z/n_H, die Sarazin und Bahcall (1977) für das Haufengas verwenden:

$$n = n_e\ \Sigma(Z+1)n_Z/\Sigma Z n_Z = 1.91\ n_e \qquad (4.23)$$

Für das mittlere Molekulargewicht in 4.9 und 4.12 erhalten wir mit denselben Haufigkeiten

$$\mu = \Sigma A n_Z / \Sigma (Z+1) n_Z = 0.61 \tag{4.24}$$

und für die Gasdichte demnach

$$\rho_{Gas} = \mu m_H n = m_H n_e \Sigma A n_Z / \Sigma Z n_Z = 1.16\, m_H n_e \tag{4.25}$$

(A = Atomgewicht, Z = Kernladungszahl eines jeden Elements).

Wir können nun die Gasverteilungen 4.15, 4.16 mit Hilfe von 4.23 in 4.22 einsetzen und erhalten

$$\frac{\Delta T_r(r)}{T_r} = -2\sigma_{Th}\, n_e \frac{kT}{m_e c^2} \int \left(1 + \frac{r^2+z^2}{r_c^2}\right)^{-3\beta/2} dz \tag{4.26}$$

$$\frac{\Delta T_r(r)}{T_r} = -2\sigma_{Th}\, n_e \frac{kT}{m_e c^2} \int \left(1 - \frac{3}{5}\beta_o \ln\left(1 + \frac{r^2+z^2}{r_c^2}\right)\right)^{5/2} dz \tag{4.27}$$

Dabei haben wir bereits die Relation für den projizierten Radius benutzt:

$$r'^2 = r^2 + z^2 \tag{4.28}$$

Die Integration in 4.26 für den isothermen Fall können wir analytisch ausführen ($\beta > 1/3$):

$$\Delta T_r(r)/T_r = \Delta T_r(0)/T_r \left(1 + (r/r_c)^2\right)^{-(3\beta/2-1/2)} \tag{4.29}$$

mit

$$\Delta T_r(0)/T_r = -2\sigma_{Th}\, n_e\, kT/m_e c^2\, r_c\, G(\beta) \tag{4.30}$$

und

$$G(\beta) = \Gamma(1/2)\, \Gamma(3\beta/2-1/2) \,/\, \Gamma(3\beta/2) \tag{4.31}$$

Die Höhe der Absorption ist demnach bestimmt durch den Thomson'schen Streuquerschnitt σ_{Th}, den Elektronendruck $n_e kT_e$ im Zentrum und die charakteristische Länge des Haufens in der Sichtlinie

$$l(r) = r_c\, G(\beta) \left(1 + (r/r_c)^2\right)^{-(3\beta/2-1/2)} \tag{4.32}$$

die für r=0

$$l(0) = r_c\, G(\beta) \tag{4.33}$$

ist. Für $\beta=1$ ist $l(0)=2r_c$ und entspricht der Halbwertsbreite der Galaxienverteilung. Der Halbwertsradius oder Kernradius der Gasverteilung ist für beliebige β

$$r_{1/2}(\beta) = \left(2^{2/(3\beta-1)} - 1\right)^{1/2} r_c \tag{4.34}$$

und nur für ß=1 identisch mit l(0)/z.

Der adiabatische Fall (4.27) laßt sich nicht analytisch integrieren. Wir können die gleiche Tiefe der Senke definieren:

$$\Delta T_r(0)/T_r = -2\sigma_{Th}\, n_e\, kT_o/m_e c^2\, r_c\, G(ß_o) \qquad (4.35)$$

aber die Integration der charakteristischen Länge ist numerisch auszuführen:

$$l(r) = \int (1 - 3/5\, ß_o\, \ln(1 + (r^2+z^2)/r_c^2))^{5/2}\, dz \qquad (4.36)$$

woraus man mit einem anderen G(ß) als oben auch ein $l(0)=r_c G(ß_o)$ und ein $r_{1/2}$ gewinnt. Die Integration wird für jedes r nur soweit durchgeführt, bis der Integrand bei $z^2=r^{*2}-r^2$ verschwindet. r* ist die Grenze der Gasverteilung (vgl. S.29)

$$r^* = (e^{5/(3ß_o)} - 1)^{1/2}\, r_c \qquad (4.37)$$

die beim isothermen Gas im Unendlichen liegt. Übereinstimmung mit der Galaxienverteilung liegt im adiabatischen Fall vor, wenn der Zentralwert des Ausdehnungsparameters ß ungefähr 2/3 ist.

4.4. Thermische Bremsstrahlung und Röntgenleuchtkraft des Haufengases

Durch die hohe Temperatur des Haufengases kommt es zu einer starken Coulomb-Wechselwirkung der Plasmateilchen, bei der die Elektronen in frei-frei-Übergängen ständig Energie verlieren. Das Spektrum der so erzeugten Strahlung, die man sehr treffend als Bremsstrahlung bezeichnet, ist ein Kontinuum im Röntgenbereich (vgl. Abschn. 1.3). Eine analytische Herleitung der spektralen und der Gesamtleuchtkraft wurde von Gould (1980) vorgestellt und kommt ohne die numerisch zu berechnenden Gaunt-Faktoren aus, die von anderen Autoren zur Berücksichtigung quantenmechanischer Effekte benutzt werden (Karzas & Latter 1961, Kellogg et al. 1975).

So ergibt sich für die Leuchtkraft pro Volumeneinheit in einem Ausschnitt des Gesamtspektrums, z.B. dem Energieband eines Rontgendetektors mit den Grenzenergien ε_1, ε_2

$$\frac{dL_x(\varepsilon_1,\varepsilon_2)}{dV} = 2\, c_1\, n_e^2\, (kT_e)^{1/2}\, \eta_1(T_e,\varepsilon_1,\varepsilon_2) \qquad (4.38)$$

wenn wir den Formfaktor des Spektrums η_1 einführen. c_1 faßt einige elementare Konstanten zusammen ($\alpha = 2\pi e^2/hc$ - Feinstrukturkonstante):

$$c_1 = 4/3\ (2/\pi^5 m_e^3)^{1/2}\, \alpha^3\, h^2\, \Sigma Z^2 n_Z/n_e \qquad (4.39)$$

$$= 2.61\cdot 10^{-29}\ J^{1/2}\ m^3\ s^{-1}$$

enthält aber bereits die kosmische Häufigkeitsverteilung der Elemente (s. S.31). Gould berechnet zunächst die Elektron-Ion-Bremsstrahlung in der nichtrelativistischen Born'schen Näherung und berücksichtigt Abweichungen des Spektrums durch drei Korrekturfunktionen. Die Form des Spektrums ist deshalb im wesentlichen durch eine abfallende Exponentialfunktion und die modifizierte Bessel-Funktion $K_0(a)$ bestimmt:

$$\eta_1 = \int_{a_1}^{a_2} e^{-a}\, K_0(a)\, [1 + c_3 f(a) + c_4 a\Psi(a) + c_5 a\Phi(a)]\, da \qquad (4.40)$$

mit
$$a = \varepsilon/2kT_e = h\nu/2kT_e \qquad (4.41)$$

(vgl. die Def. von x (3.27)) und

$$c_3(T_e) = 1/2\ kT_e/m_e c^2 \qquad (4.42)$$

$$c_4(T_e) = 4\sqrt{2}/5\ (\Sigma Z^2 n_Z/n_e)^{-1}\ kT_e/m_e c^2 \qquad (4.43)$$

$$c_5(T_e) = 2\sqrt{2\pi}\ \Sigma Z^3 n_Z/\Sigma Z^2 n_Z\ (kT_e/Ry)^{-1/2} \qquad (4.44)$$

(1 Ry = 13.6058 eV).

Im einzelnen bedeuten

$$f(a) = \frac{1}{4a} + \frac{K_1(a)}{K_0(a)} \qquad (4.45)$$

eine relativistische Korrektur im Wirkungsquerschnitt und in der Elektronengeschwindigkeitsverteilung und

$$\Psi(a) = \frac{3}{4a} + \frac{K_1(a)}{K_0(a)} + 0.9144\ \frac{e^{-a}}{a\, K_0(a)} \qquad (4.46)$$

die Berücksichtigung von Elektron-Elektron-Bremsstrahlung, die beide den Gültigkeitsbereich bis $T_e \sim 10^9$ K erweitern, und

$$\Phi(a) = \frac{\pi}{2^{3/2}}\ \frac{(1+\sqrt{2\pi a})\ \mathrm{erfc}(\sqrt{2a}) - e^{-2a}}{a\, e^{-a}\ (K_1(a)-K_0(a))} \qquad (4.47)$$

eine Korrektur der Born'schen Näherung in erster Ordnung, die für kleine

Temperaturen wichtig ist und in dieser Form bis hinab zu $T_e \sim 10^7$ K gültig ist (Gould 1980).

Die Leuchtkraft erhalten wir aus 4.38, wenn wir über ein entsprechendes Volumen integrieren. Wir führen dazu einen Volumenformfaktor $\eta_2(R)$ relativ zum Kerngebiet des Galaxienhaufens ein, der den radialen Verlauf von Temperatur und Dichte berücksichtigt.

$$L_x(R,\varepsilon_1,\varepsilon_2) = \frac{dL_x(\varepsilon_1,\varepsilon_2)}{dV} \frac{4\pi}{3} r_c^3 \eta_2(R) \qquad (4.48)$$

Im isothermen Fall, wo das Gas bis ins Unendliche reicht, schreiben wir das Integral zweckmässigerweise in der Form

$$\eta_2(R) = 3/2 \int_0^{R/r_c} s \int_{-\infty}^{\infty} (n/n_o)^2 \, d\zeta \, ds \qquad (4.49)$$

mit
$$s := r/r_c \,, \quad \zeta := z/r_c \qquad (4.50)$$

Das innere Integral ist das auf die Mittelpunktsdichte und den Kernradius normierte Emissionsmaß.

Im adiabatischen Fall wird die Integration bis zum Grenzradius $R=r^*$ (4.37) ausgeführt. Sie erstreckt sich auch über die Temperaturverteilung und damit uber $\eta_1(T_e)$. Es ist daher sinnvoll die beiden Formfaktoren $\eta = \eta_1(T_e) \cdot \eta_2(R)$ zusammenzufassen:

$$\begin{aligned} \eta(r^*) &= 3 \int_0^{r^*/r_c} (T/T_o)^{1/2} \, (n/n_o)^2 \, \eta_1(T) \, s^2 \, ds \\ &= 3 \int_0^{r^*/r_c} (T/T_o)^{7/2} \, \eta_1(T) \, s^2 \, ds \end{aligned} \qquad (4.51)$$

(vgl. 4.16). Die zu messende Leuchtkraft aus einem Gebiet mit dem Radius R wird also ausgedrückt durch die Gesamtleuchtdichte in der Born'schen Näherung, das Volumen des Kerngebiets und einen Formfaktor, der die Abweichungen des Spektrums und die radiale Verteilung des Gases enthält (4.39, 4.23):

$$L_x(R,\varepsilon_1,\varepsilon_2) = 8\pi/3 \, c_1 \, (kT_o)^{1/2} \, n_e^2 \, r_c^3 \, \eta(R,\varepsilon_1,\varepsilon_2) \qquad (4.52)$$

Einsetzen unseres Modells (4.15, 4.16) ergibt im isothermen Fall ($\beta > 1/6$)

$$\eta(R) = \eta_1 \, 3/2 \int_0^{R/r_c} \int_{-\infty}^{\infty} (1+s^2+\zeta^2)^{-3\beta} \, d\zeta \, s \, ds \qquad (4.53)$$

Für $\beta \neq 1/2$:

$$\eta(R) = \eta_1 \, 1/2 \, G(2\beta)/(2\beta-1) \, (1 - (1+(R/r_c)^2)^{-3(\beta-1/2)}) \qquad (4.54)$$

für $\beta=1/2$:

$$\eta(R) = \eta_1 \; 3/2 \; \ln(1+(R/r_c)^2) \tag{4.55}$$

Wenn $\beta \leq 1/2$, divergiert das Integral für $R \to \infty$. Für $\beta > 1/2$ ist

$$\eta_2(R \to \infty) = 1/2 \; G(2\beta)/(2\beta-1) \tag{4.56}$$

Für das Emissionsmaß (und damit für die Flachenhelligkeit) läßt sich wiederum ein Halbwertsradius, der Röntgenkernradius, angeben (vgl. 4.34):

$$r_x(\beta) = r_{1/2}(2\beta) = (2^{2/(6\beta-1)} - 1)^{1/2} \; r_c \tag{4.57}$$

Der Formfaktor für den adiabatischen Fall muß wieder numerisch integriert werden:

$$\eta(r^*) = 3 \int_0^{r^*/r_c} (1 - 3/5 \; \beta_o \; \ln(1+s^2))^{7/2} \; \eta_1(s) \; s^2 \; ds \tag{4.58}$$

5. Kosmologische Implikationen

Wir haben im vorigen Kapitel ein Modell für das Gas eines Galaxienhaufens beschrieben und dafür einige einfache Annahmen gemacht. Der Haufen ist demzufolge sphärisch symmetrisch und befindet sich im hydrostatischen Gleichgewicht. Die hellen Galaxien, für die man eine Geschwindigkeitsdispersion bestimmt, spiegeln in ihrer Verteilung den Verlauf der Gesamtmasse wieder und lassen die Anwendung des Virialtheorems zu. Die Verteilung des Gases, die sich daran anlehnt, ist glatt und nicht geklumpt, und wir haben dem Modell eine Zustandsgleichung eines idealen Gases zugrundegelegt.

Die durch den Syunyayev-Zeldovich-Effekt hervorgerufene Änderung der Hintergrundstrahlungstemperatur und die durch thermische Bremsstrahlung erzeugte Rontgenleuchtkraft des Gases haben wir in diesem Modell in Abhängigkeit von Gasdichte, -temperatur, Galaxienkernradius und einer Funktion, die die Ausdehnung der Gaswolke berücksichtigt, dargestellt (4.30/4.35 bzw. 4.52). Die Temperaturdifferenz ist mit einem Radioteleskop direkt meßbar, und Tiefe und Form der beobachteten Senke liefern sofort die hier genannten Haufenparameter. Mit einem Röntgensatelliten jedoch mißt man eine Flußdichte F_x und leitet aus der Entfernung des Haufens d_l die Leuchtkraft ab:

$$L_x = 4\pi\, d_l^{\,2}\, F_x \tag{5.1}$$

Üblicherweise gewinnt man die Entfernung wiederum aus der Rotverschiebung des Objekts, indem man in der folgenden Beziehung (s. z.B. Weinberg 1972, S.485) eine Annahme für den Wert der Hubble-Konstante macht (1):

$$d_l = \frac{c}{H_o q_o^{\,2}} \left(q_o z + (q_o-1)\left((2q_o z+1)^{1/2}-1\right)\right) \tag{5.2}$$

Die Abhängigkeit vom zur Beschreibung der Expansion des Universums eingeführten Verzögerungsparameter q_o ist für kleine z nicht sehr gravierend. Für $q_o=1$ vereinfacht sich die Formel zu

$$d_l = cz/H_o \tag{5.3}$$

---

1) Wir verwenden $H_o = 50$ km s^{-1}/Mpc
Die Hubble-Zeit ist $1/H_o = 2.0 \cdot 10^{10}$ Jahre.

und für $q_o \to 0$ gilt

$$d_l \approx cz/H_o \; (1 + (1-q_o)z/2) \qquad (5.4)$$

Wir werden in dieser Dissertation, ohne uns auf die Diskussion kosmologischer Modelle einzulassen, $q_o=1$ verwenden, denn die Rotverschiebungen sind so klein, daß die Unterschiede nur wenige Prozent betragen.

Da wir uns alle zur Berechnung der Röntgenleuchtkraft notwendigen Parameter aus Radiodaten beschaffen können, besteht durch die Kombination von Radio- und Röntgenbeobachtungen die Möglichkeit, Gleichung 5.1 nach der Entfernung aufzulösen. Cavaliere et al. (1979) haben deshalb vorgeschlagen, durch Einsetzen dieser Gleichung in 5.2 die Hubble-Konstante zu berechnen (s. auch Birkinshaw 1979). Wenn wir die Beziehung 5.3 verwenden, ergibt sich daraus

$$H_o^2 = (cz)^2 \, 4\pi F_x / L_x \qquad (5.5)$$

Mit Hilfe der Mikrowellenabkühlung (4.30/4.35) drücken wir die Röntgenleuchtkraft vollständig durch beobachtbare Größen aus. Zu diesem Zweck eliminieren wir die Gastemperatur durch Gleichung 4.12 und ersetzen r_c durch die entsprechende Winkelgröße θ_c, in der der Kernradius auf Photoplatten meßbar ist. Im Standardmodell des Universums verwenden wir hierzu die Winkeldurchmesserentfernung

$$d_a = d_l/(1+z)^2 \qquad (5.6)$$

(s. Weinberg 1972, S.423) und erhalten mit 5.3

$$r_c = \theta_c \, d_a = \theta_c \, cz/(1+z)^2 \; 1/H_o \qquad (5.7)$$

Für die Leuchtkraft, die dadurch selbst eine Funktion der Hubble-Konstante wird, gilt dann

$$L_x = \frac{2\pi}{3} c_1 \left(\frac{m_e c^2}{\sigma_{Th}}\right)^2 (kT_o)^{-3/2} \left(\frac{\Delta T_r(0)}{T_r}\right)^2 r_c \frac{\eta(\beta_o)}{G^2(\beta_o)}$$

$$= \frac{2\pi}{3} c_1 \left(\frac{m_e c^2}{\sigma_{Th}}\right)^2 \frac{c}{(\mu m_H)^{3/2}} \frac{1}{H_o} \frac{z}{(1+z)^2} \frac{\theta_c}{\langle v_n^2 \rangle^{3/2}} \frac{\beta_o^{3/2} \eta(\beta_o)}{G^2(\beta_o)} \left(\frac{\Delta T_r(0)}{T_r}\right)^2 \qquad (5.8)$$

Die beiden Faktoren nach dem H_o beinhalten die optischen Daten der Haufengalaxien, der nächste Faktor verkörpert die Ausdehnung der Gaswolke im Haufen und der letzte den Syunyayev-Zeldovich-Effekt.

Damit gewinnen wir aus Gleichung 5.5 einen Ausdruck für die Hubble-Konstante, der sich aus Beobachtungsgrößen aus dem optischen, dem Radio- und dem Rontgenbereich zusammensetzt und sonst nur durch den Ausdehnungsparameter ß unseres Modells bestimmt wird:

$$H_o = C\, z(1+z)^2 \langle v_n^2 \rangle^{3/2} / \theta_c \, (\Delta T_r(0)/T_r)^{-2} \, F_x \, \frac{G^2(ß_o)}{ß_o^{3/2}\, \eta(ß_o)} \qquad (5.9)$$

Die auftretenden Konstanten haben wir in

$$C = 6c \, (\sigma_{Th}/m_e c^2)^2 \, (\mu m_H)^{3/2} \, 1/c_l \qquad (5.10)$$

$$= 1.47 \cdot 10^{-33} \, (Jm/s^3)^{-1}$$

zusammengefaßt. Soll H_o in Einheiten von km s^{-1} / Mpc ausgedrückt werden, ist

$$C = 0.156$$

wenn die Geschwindigkeitsdispersion in km/s und θ_c in Bogenminuten eingesetzt werden (F_x in W/m^2).

6. Nachweis des Syunyayev-Zeldovich-Effekts in A 2218

6.1. Bisherige Messungen des Effekts

Parysky (1972) war der erste, der den Versuch unternahm, den von seinen Kollegen vorhergesagten Effekt zu messen, und machte bei 4 cm Wellenlänge mit dem Radioteleskop des Pulkovo-Observatoriums Beobachtungen im Comahaufen. Von den fünf Meßpunkten bei konstanter Deklination weist der mittlere im Haufenzentrum eine negative Abweichung von 1 mK (=2σ) auf. Jedoch kurze Zeit später veröffentlichte er das Ergebnis von Messungen mit dem NRAO-43m-Teleskop in Green Bank, West Virginia bei λ2.8 cm, die keine Fluktuationen >0.5 mK zeigen, und wies darauf hin, daß die Pulkovo-Daten wahrscheinlich konfusionsbegrenzt sind (Parysky 1973).

Die ersten auch im Detail beschriebenen Beobachtungen wurden von Gull und Northover (1976) vorgestellt. Mit dem 25m-Teleskop des Chilbolton-Observatoriums untersuchten sie sechs Abell-Galaxienhaufen und ein Vergleichsfeld ohne Haufen. Sie benutzten einen 2.8cm-Doppelhornempfänger und registrierten so zusammen mit dem Signal ein Referenzsignal außerhalb bzw. in den Außenregionen der Haufen. Dabei wurden abwechselnd beide Hörner auf das Abell-Zentrum gerichtet. Die Ergebnisse für die einzelnen Haufen waren noch nicht signifikant, zeigten aber einen deutlichen Trend zu negativen Temperaturdifferenzen und gaben deshalb den Ansporn zu weiteren Beobachtungen.

Bereits diese ersten Messungen deuteten die Schwierigkeiten an, die Radioquellen in der direkten Umgebung der Meßpunkte bereiten, wenn sie von der Antennenkeule (hier 4!5) noch erfaßt werden. Aus diesem Grunde wurde mit dem Cambridge-1Meilen-Interferometer eine Durchmusterung der ausgewählten Haufen bei 408 MHz und 1407 MHz durchgeführt (Birkinshaw 1978), damit das Meßgebiet um die einzelnen Meßpunkte herum bekannt war.

Währenddessen wurden die Messungen in Chilbolton mit einem verbesserten Empfänger fortgesetzt. Die Daten von 2275 h Beobachtungszeit wurden zusammengetragen und diesmal nach ihrer Qualität gewichtet, bevor sie aufsummiert wurden (Birkinshaw et al. 1978b). Die besten Ergebnisse der auf zehn Haufen erweiterten Stichprobe wurden in A 2218 gewonnen, der bereits vorher die tiefste Senke aufzuweisen schien. Da in diesem Haufen außerdem keine Radioquellen entdeckt worden waren, wurde er einer

besonderen Untersuchung unterzogen und beide Datensätze zusammengefaßt (Birkinshaw et al. 1978a). Außer dem Punkt im Abell-Zentrum (s. Tab.2) wurden je zwei Punkte nördlich und südlich im Abstand von je 4' aufgenommen, wobei die Beobachtungszeit für das Zentrum 137 h, für die Positionen mit ±4' je 69 h und mit ±8' je 38 h betrug. Die Ergebnisse geben (im Rahmen der Genauigkeit) keineswegs das Profil einer symmetrischen Senke wieder, vielmehr liegt das Minimum bei der Position 4' südlich, so daß man sich entschloß, zur Bestätigung einen Meßpunkt (23 h) zwischen dieser Position und dem Zentrum hinzuzufügen (s. Abb.4). Mit einem letzten Punkt auf der cD-Galaxie, d.h. etwas außerhalb der Verbindungslinie der anderen, ergibt sich aus den nun insgesamt vier Positionen im Zentralbereich eine mittlere gemessene Temperaturdifferenz von

$$\Delta T_b = -1.1 \pm 0.3 \text{ mK}$$

Eine ausführliche Analyse aller mit dem Chilbolton-Teleskop bis August 1979 durchgeführten Messungen (4500 h) ist kürzlich erschienen (Birkinshaw et al. 1981a) und weist die beiden Haufen A 576 und A 2218 mit signifikanten Senken aus (s. Tab. 1).

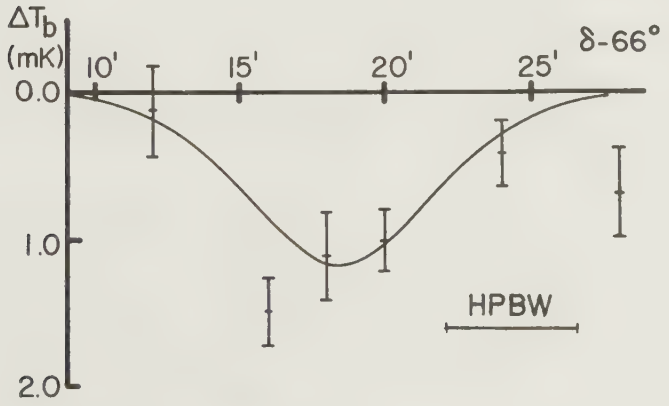


Abb.4: Meßpunkte der Mikrowellenhintergrundsabsorption entlang der Deklinationsachse in A 2218 von Birkinshaw et al. (1978a) bei 10.6 GHz

Aber auch Lake und Partridge (1977) hatten in Amerika begonnen, die Absorption in Galaxienhaufen zu messen. Sie benutzten das NRAO-11m-Teleskop am Kitt Peak, Arizona bei λ 9 mm, da bei dieser kurzen Wellenlänge der Beitrag von Radioquellen praktisch verschwindet. Ihre ersten Ergebnisse in drei Abell-Haufen zeigten einen deutlich stärkeren Effekt, der für A 2218

$$\Delta T_b = -2.7 \pm 0.3 \text{ mK}$$

betrug. In der endgültigen Analyse ihrer Daten von sechzehn Abell-Haufen tauchte jedoch eine von der Elevation abhängige Abweichung des Differenzsignals ihres Doppelhorns auf (Lake & Partridge 1980). So mußten die Ergebnisse revidiert werden und speziell für A 2218, bei dessen Deklination die Störung besonders hervorsticht, ergab sich nun

$$\Delta T_b = +0.7 \pm 0.4 \text{ mK}$$

Der einzige Haufen, der in dieser Stichprobe noch eine signifikante Senke zeigt, ist A 576 (s. Tab.1).

Perrenod und Lada (1979) benutzten einen veränderten Empfänger bei derselben Wellenlänge im selben Teleskop und fanden wiederum marginale Senken in drei Haufen. Der Wert für das Zentrum von A 2218 ist

$$\Delta T_b = -1.0 \pm 0.5 \text{ mK}$$

Rudnick (1978) beobachtete fünf Abell-Haufen mit dem bereits erwähnten NRAO-43m-Teleskop bei λ 2 cm, fand jedoch keine Bestätigung für einen Absorptionseffekt.

Versuche der Cambridge-Gruppe mit dem 40m-Teleskop in Owens Valley, California schlugen lange Zeit fehl, weil das außerhalb der optischen Achse montierte Referenzhorn im Primärfokus zu stark von der Bodenstrahlung gestört wurde, die es über dem Rand des Teleskops empfing. Nach einer Einschränkung der Ausleuchtung des Spiegels auf den Zentralbereich scheint es nun möglich, die Messungen für diesen Effekt zu korrigieren. So erschien erst kürzlich eine Arbeit über einen bislang unbekannten, weit entfernten Haufen, in der von einer signifikanten Absorption bei λ 2.8 cm berichtet wird (Birkinshaw et al. 1981b). Es handelt sich um das Objekt 0016+16, das eine Rotverschiebung von z=0.541 besitzt (Koo 1981) und eine äußerst leistungsstarke Röntgenquelle ist

(White et al. 1981).

In Tabelle 1 sind die Ergebnisse der bisher unternommenen Versuche, den Syunyayev-Zeldovich-Effekt zu messen, zusammengestellt, wobei diejenigen, die mindestens auf dem 3σ-Niveau liegen, hervorgehoben sind. Es sind dies die Haufen A 576, A 2218 und 0016+16.

Tabelle 1
Beobachtungen des Mikrowellenhintergrunds in Galaxienhaufen

Name	ΔT_b/mK	λ/cm	HPBW	Beobachter
A 71	+0.29 0.54	2.8	4!5	BGN 81a
A 347	+0.34 0.29	2.8	4!5	BGN 81a
A 376	+1.9 0.8	0.9	3!6	LP 80
	+1.22 0.35	2.8	4!5	BGN 81a
A 401	-0.4 0.4	2.0	2'	R 78
	+0.78 0.62	2.8	4!5	BGN 81a
A 478	-0.71 0.47	2.8	4!5	BGN 81a
A 506	+0.63 0.76	0.9	3!5	PL 79
A 518	-1.56 0.83	0.9	3!5	PL 79
A 545	+1.7 0.4	0.9	3!6	LP 80
A 576	-1.3 0.3	0.9	3!6	LP 80
	-1.12 0.17	2.8	4!5	BGN 81a
A 665	-1.30 0.59	0.9	3!5	PL 79
	-1.0 0.7	0.9	3!6	LP 80
	-0.53 0.22	2.8	4!5	BGN 81a
A 777	-0.2 0.4	0.9	3!6	LP 80
A 910	+0.2 0.6	0.9	3!6	LP 80
A 1472	-0.02 1.02	0.9	3!5	PL 79
A 1656	<0.48	2.8	2!8	P 73
	+0.4 0.6	2.0	2'	R 78
	-0.2 0.2	0.9	3!6	LP 80
	+0.88 0.50	2.8	4!5	BGN 81a
A 1689	-1.1 0.9	0.9	3!6	LP 80
A 1904	+0.55 0.40	2.8	4!5	BGN 81a
A 2079	-0.1 0.3	0.9	3!6	LP 80
A 2125	+0.8 0.4	0.9	3!6	LP 80
	-0.39 0.22	2.8	4!5	BGN 81a
A 2142	-0.5 0.8	0.9	3!6	LP 80
	-1.4 1.0	2.8	4!5	BGN 81a
A 2199	-0.6 0.5	2.0	2'	R 78
A 2218	-1.05 0.21	2.8	4!5	BGN 78a
	-1.04 0.48	0.9	3!5	PL 79
	+0.7 0.4	0.9	3!6	LP 80
A 2255	+0.7 1.2	2.0	2'	R 78
A 2319	+0.8 0.9	2.0	2'	R 78
	+1.37 0.94	0.9	3!5	PL 79
	-0.3 0.2	0.9	3!6	LP 80
	-0.40 0.29	2.8	4!5	BGN 81a
A 2645	+2.4 0.7	0.9	3!6	LP 80
A 2666	+0.6 0.3	0.9	3!6	LP 80
	+0.34 0.29	2.8	4!5	BGN 81a
0016+16	-1.36 0.28	2.8	3!3	BGM 81b

BGM, BGN - Birkinshaw et al., LP - Lake & Partridge, P - Parysky, PL - Perrenod & Lada, R - Rudnick

6.2. Der Galaxienhaufen A 2218

Als die Beobachtungen mit dem Effelsberg-Teleskop geplant wurden, schien uns der Haufen A 2218 der beste Kandidat für dieses Projekt zu sein, weil er zu diesem Zeitpunkt der einzige war, der in drei unabhängigen Experimenten ein negatives Signal gezeigt hatte (Gull & Northover 1976, Birkinshaw et al. 1978b, Lake & Partridge 1977). Seine aus dem Optischen bekannten Eigenschaften ließen mit hoher Wahrscheinlichkeit erwarten, daß sich in seinem Kerngebiet eine hinreichend große Gasmenge befindet. Er gehört zu den neun galaxienreichsten Haufen des Abell-Katalogs, die in die Klasse $R \geq 4$ fallen (s. S. 2). Er wird von einer cD-Galaxie, d.h. einer riesigen elliptischen Galaxie mit einer ausgedehnten Hülle, dominiert, und wird damit nach der Bautz-Morgan-Klassifikation (Bautz & Morgan 1970) der Gruppe I zugeordnet (Dressler 1978a), oder man sagt einfach, er ist vom Typ cD (Rood & Sastry 1971). Sein Kernbereich ist sehr ausgeprägt und zeigt eine starke Konzentration der Masse im Zentrum. Galaxienzählungen von Dressler (1978c) ergaben eine Zentraldichte von 484 Galaxien/Mpc^3 mit einer Helligkeit im F-Band großer als 20^m, das ist bei weitem der höchste Wert aus seiner Stichprobe von zwölf ohnehin galaxienreichen Haufen. Wir konnten also davon ausgehen, daß A 2218 zu den massivsten Haufen gehört und entsprechend mehr Gas in seinem Potentialtopf binden kann als andere Haufen.

A 2218 liegt im richtigen Entfernungsbereich für unser Radioteleskop, denn er gehört in die Entfernungsklasse D 6 (s. S. 2). Er erscheint als kompaktes Gebilde von einigen Bogenminuten Durchmesser am Himmel und steht deshalb in einem günstigen Verhältnis zur Antennenkeule. Er ist andererseits nicht zu weit entfernt, als daß er nicht mehr aufgelöst würde.

Daruberhinaus standen für A 2218 weitere Daten zur Verfügung, die für unsere Modellrechnungen wichtig sind. So benötigen wir die Rotverschiebung des Haufens, um seine Entfernung bestimmen und Winkelgrößen in lineare Größen umrechnen zu können (s. Kap.5). Da die scheinbaren Helligkeiten der Galaxien recht schwach sind - $16^m.3$ für die hellste (Leir & van den Bergh 1977) und $17^m.7$ für die zehnthellste (Abell 1958) -, sind nicht viele spektroskopische Daten vorhanden. Von Kristian et al. (1978) wird für die beiden hellsten Galaxien z=0.170 angegeben und

von Dressler (1978b) ein aus mehreren Mitgliedern bestimmter Mittelwert von z=0.1641. Außerdem ist die Geschwindigkeitsdispersion bekannt, deren aktueller Wert $\langle v_n^2 \rangle^{1/2}$ = 1370±200 km/s ist (Dressler & Spinrad 1981).

Aus der Rotverschiebung ermitteln wir die Entfernung von A 2218 zu $d_\perp$=984 Mpc (5.3) bzw. d_a=726 Mpc (5.6). Letzterer Wert legt den Winkelmaßstab zu 1'≙0.2112 Mpc fest (5.7). Für den sogenannten Abell-Radius ergibt sich nach Abells (1958) Definition

$$\Theta_A = (103'' \pm 1'')/z = 10!5 \pm 0!1 \qquad (6.1)$$

Mit der Entfernung d_a entspricht dies r_A=2.21±0.02 Mpc und nicht wie bei Abell, der generell $d_\perp$ verwendet, 3.0 Mpc. Soll der Abell-Radius weiterhin ein entfernungsunabhängiger Standard sein (vgl. S.2), muß eine korrigierte Definition

$$\Theta_A' = (103'' \pm 1'')\ (1+z)^2/z \qquad (6.2)$$

eingeführt werden (s. z.B. Rudnick & Owen 1977), so daß

$$r_A' = 2.99 \pm 0.03 \text{ Mpc} \qquad (6.3)$$

Einen direkten Hinweis auf eine Gaskomponente gab es zunächst aus Röntgenbeobachtungen mit dem Ariel V-Satelliten, wonach die Röntgenflußdichte zwischen 2 keV und 10 keV bei $F_x=(10\pm3)\cdot 10^{-15} W/m^2$ liegen sollte (Ricketts, zitiert in Birkinshaw et al. 1978b). Ricketts selbst teilte uns auf Anfrage jedoch mit, daß A 2218 aus der Liste der Entdeckungen wieder gestrichen worden sei, und gab daraufhin eine Notiz heraus mit einem neuen Wert $F_x=(6.1\pm3.0)\cdot 10^{-15} W/m^2$ (Ricketts 1979). A 2218 war mit diesem schwachen Meßergebnis noch nicht als Röntgenhaufen etabliert und taucht auch im kürzlich erschienenen dritten Ariel V-Katalog (McHardy et al. 1981) nicht auf.

Erst Messungen mit dem HEAO B-Satelliten bewiesen die Existenz der Röntgenquelle und lieferten gleich ein umfassendes Bild von ihrer Struktur (Boynton 1981). Mit dem Proportionalzähler (IPC) wurde innerhalb eines Radius von 10' eine Flußdichte zwischen 0.5 keV und 3.0 keV von $F_x=(5.4\pm0.4)\cdot 10^{-15} W/m^2$ gemessen (1). Die Energiebänder der beiden Satelliten sind miteinander vergleichbar, wenn wir die Formfaktoren in

---

1) Beachte: Die Flußdichte wird in der Arbeit von Boynton (1981) aus Versehen um 2 Zehnerpotenzen zu groß angegeben!

Gleichung 4.38 zu Hilfe nehmen. Für eine Gastemperatur von kT=10keV ist das Verhaltnis

$$\eta_1(10,2,10)/\eta_1(10,0.5,3) \approx 3/2$$

so daß beide Messungen konsistent sind. Die aus den HEAO B-Daten berechnete Leuchtkraft (5.1) ist $L_x=(6.3\pm0.5)\cdot10^{37}$W. Wir erwähnen, daß auch Perrenod und Henry (1981) den Haufen mit diesem Satelliten beobachtet haben. Aus ihren Daten gewinnen wir jedoch eine Leuchtkraft zwischen 0.5 keV und 3 keV von nur $(4.1\pm0.3)\cdot10^{37}$W.

Ein hochaufgelöstes Röntgenbild (HR1) des Haufens gab Aufschluß über die räumliche Struktur. Abweichungen von der azimutalen Symmetrie sind danach gering, was unsere Modellannahme der sphärischen Symmetrie unterstützt (S.26,37). Eine Konzentration der Röntgenhelligkeit auf einzelne Galaxien ist außer bei der cD-Galaxie, die weniger als 3% zum Gesamtfluß beiträgt, nicht vorhanden. Boynton ignorierte die betreffenden Bildpunkte und legte das Zentrum der Röntgenlichtverteilung (mit einer Genauigkeit von 10") 0!9 südöstlich der cD-Galaxie fest. Der radiale Verlauf ist glatt, besitzt ein ausgeprägtes Maximum und entspricht bis auf die Positionsverschiebung dem anderer cD-Haufen (Jones et al. 1979, C. Jones 1980, vgl. S.6).

Zu Diskrepanzen kam es in der Frage der Galaxienverteilung. Sowohl Dressler (1978b,c) als auch Birkinshaw (1979) untersuchten A 2218 auf Photoplatten und gelangten zu Werten für den Kernradius (s. Abschn. 4.1), die sich um einen Faktor 3 voneinander unterscheiden.

Im Rahmen seiner Untersuchung von zwölf Galaxienhaufen mit dem 91cm-Crossley-Spiegel am Lick-Observatorium nahm Dressler (1978b) zwei Photoplatten (098-F mit RG610/2mm) von A 2218 auf. Die Grenzgröße ist 20^m, jedoch benutzte er für die Auswertung nur Galaxien, die eine Größenklasse heller sind als diese. Die Platten wurden digitalisiert und automatisch von einem Rechner abgesucht. 239 Galaxien heller als $18^m.6$ wurden registriert und ergaben eine Verteilung mit einem Kernradius von

$$\theta_c = 1!9 \ , \quad r_c = 0.40 \text{ Mpc}$$

(s. Gl.5.7).

Birkinshaw (1979) zählte die Galaxien auf einer roten Platte (103a-E mit rotem Plexiglas 2444) des Palomar-Atlas (s. S.1), die im gleichen Farb-

bereich empfindlich ist und dieselbe Grenzgröße hat wie Dresslers Platten und lediglich rotseitig etwas früher abbricht. Als untere Grenze für seine Zählung gibt er ungefähr $19\overset{m}{.}5$ an. Beide Datensätze sollten also von daher vergleichbar sein. Dennoch ist hier der Kernradius

$$\theta_c = 0!65 \pm 0!07 \ , \quad r_c = 0.14 \pm 0.02 \text{ Mpc}$$

Tabelle 2
Beobachtungsdaten aus dem Optischen und Röntgenbereich für A 2218

	α_{1950}	δ_{1950}	
Abell-Zentrum	$16^h\ 35\overset{m}{.}7$	$66^o\ 20'$	SR 71
cD-Galaxie	$16^h\ 35^m\ 38\overset{s}{.}6$	$66^o\ 18'\ 35''$ (±15")	KSW 78
Röntgenzentrum	$16^h\ 35^m\ 42\overset{s}{.}4$	$66^o\ 18'\ 02''$ (±10")	B 81
Bautz-Morgan-Klasse		I	D 78a
Rood-Sastry-Typ		cD	RS 71
Helligkeit m_1		$16\overset{m}{.}3$	LvB 77
m_{10}		$17\overset{m}{.}7$	A 58
Galaxienreichtumsklasse		R 4	"
Entfernungsklasse		D 6	"
Rotverschiebung z		0.1641	D 78b
Geschwindigkeitsdispersion		1370 ± 200 km/s	DS 81
Entfernung d_l		984 Mpc	
d_a		726 Mpc (1' ≙ 0.2112 Mpc)	
Abell-Radius θ_A		10!5 ± 0!1	(A 58)
Kernradius θ_c		1!0 ± 0!3	BRSM 81
Röntgenflußdichte F_x (0.5-3keV)		$(5.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-15}$ W/m^2	B 81

A - Abell, B - Boynton, BRSM - Boynton et al., D - Dressler, DS - Dressler & Spinrad, KSW - Kristian et al., LvB - Leir & van den Bergh, RS - Rood & Sastry, SR - Sastry & Rood

Eine Ungenauigkeit in der Bestimmung des Zentrums der Verteilung kann nicht der Grund für die Diskrepanz sein, da beide Autoren die Position der cD-Galaxie 1!5 süd-südwestlich des Abell-Zentrums zugrundelegen. So-

weit wir es nachvollziehen können, ist die Gesamtzahl der Galaxien in etwa dieselbe; der Maßstab Dresslers Photoplatten ist zwar knapp doppelt so groß, dafür sind diese grobkörniger und besitzen eine geringere Auflösung als die Palomar-Platten. Auf der anderen Seite stellt Dressler selbst fest, daß der Mittelwert der Kernradien für seine Stichprobe fast doppelt so hoch ist wie der von Bahcall (1975) als typisch ermittelte Wert von 0.25 Mpc (vgl. S.27).

Boynton et al. (1981) bestimmten deshalb aus Dresslers Galaxienpositionen eine neue Galaxienverteilung relativ zum Röntgenzentrum und erhielten eine verbesserte Anpassung an ein King-Modell mit

$$\theta_c = 58' \pm 16' \ , \quad r_c = 0.20 \pm 0.06 \text{ Mpc} \qquad (6.4)$$

Dieser Wert scheint uns angemessen zu sein, und wir werden ihn für unser Modell übernehmen. Die aufgetretenen Diskrepanzen, glauben wir, zeigen uns lediglich, daß die Zuverlässigkeit solcher Zahlungen meist überschätzt wird.

In Tabelle 2 stellen wir die Beobachtungsgrößen, die wir in unserem Modell für A 2218 verwenden werden, noch einmal zusammen.

6.3. Beobachtungen mit dem 100m-Teleskop

Im Herbst 1978 stellten wir beim Programmkommittee Effelsberg den Antrag, mit dem 100m-Teleskop die Mikrowellenhintergrundsabsorption in A 2218 zu messen. Wir beantragten 90 h Beobachtungszeit mit dem 2.8cm-Empfänger, um den eigentlichen Effekt zu messen, und je 4 h bei λ11.1 cm und λ6.1 cm, um eventuell vorhandene Quellen in dem Gebiet aufzuspüren (s. Abschnitt 6.4). Der Antrag wurde im November 1978 mit der höchsten Priorität unter den Projektnummern 169-78, 170-78 und 171-78 genehmigt. Die 2.8cm-Beobachtungen wurden zwischen dem 20. Februar und dem 27. Februar 1979 durchgeführt und werden im folgenden beschrieben.

Für Informationen über die Konstruktion und Steuerung des Teleskops und die Wirkungsweise der einzelnen Empfängerkomponenten sei z.B. auf den Anhang der Arbeit von Schallwich (1978) verwiesen.

6.3.1. Das 2.8cm-Empfängersystem

Für die Beobachtungen wählten wir das 2.8cm-System, das das einzige war, das für Doppelhornmessungen im Sekundärfokus zur Verfügung stand. Gegenüber Einzelhornmessungen liegt der Vorteil darin, daß Quelle und Hintergrund quasi-simultan aufgenommen und atmosphärische Fluktuationen damit aufgehoben werden. Der Sekundärfokus ist dabei äußerst wertvoll, weil hier die Hörner vom Boden wegblicken und durch eine doppelte Abschirmung, nämlich am Rande des Primär- und des Gregoryspiegels, der seitliche Einfall von Bodenstrahlung verhindert wird (vgl. S. 42). Der Empfänger (P-10.7-S-A) war ein halbes Jahr vor den Beobachtungen von einem Zweihorn- auf ein Dreihornsystem umgerüstet worden (Emerson et al. 1979). Das Haupthorn (main horn) und das zweite Nebenhorn (offset-2 horn) liegen symmetrisch in einem Abstand außerhalb der Teleskopachse, der am Himmel einem Offset von +4!1 bzw. -4!1 entspricht. Das erste Nebenhorn (offset-1 horn) liegt dazwischen auf der Seite des Haupthorns mit einem Offset von +0!9. Im Nahfeld des Teleskops, d.h. innerhalb der Atmosphäre, überdecken sich die Antennenkeulen vollständig, damit jedes Horn "dasselbe Wetter sieht", am Ort der Quelle aber betragen die Hornabstände M-O1=3!2 und M-O2=8!2.

Die Hörner sind fest in einer horizontalen Linie montiert, können also nicht nachgedreht werden. Da wir generell Scans über eine Quelle fahren, um sie mit dem ganzen Antennenkeulenprofil zu sehen, sind Doppelhornmessungen deshalb nur im Azimut-Elevationssystem des Teleskops sinnvoll (vgl. dagegen Schallwich 1978, A.3). Dies bedeutet, daß sich mit der parallaktischen Drehung des Himmels der Positionswinkel der Quelle während der Beobachtung kontinuierlich ändert, das Antennendiagramm relativ zur Scanrichtung jedoch konstant ist. Erst in der Reduktionsphase (vgl. S.61) werden die Daten in ein astronomisches Koordinatensystem, wie Rektaszension-Deklination, transformiert.

Die von den drei Hörnern aufgenommenen Radiowellen werden jeweils nach dem Passieren einer Viertelwellenlängenplatte in eine linkszirkular polarisierte (LHC) und eine rechtszirkular polarisierte Welle (RHC) aufgespalten und nach einer vom Beobachter zu wählenden, geeigneten Rekombination in zwei getrennte parametrische Verstärker (paramps) eingespeist (s. Abb.5). Dabei werden die LHC-Welle und die RHC-Welle des

Haupthorns durch den Dicke-Schalter S1 bzw. S2 mit einer Frequenz von 62.5 Hz (s.u.) je nach Stellung des Hohlleiterschalters S17 bzw. S19 entweder gegen einen kalten Lastwiderstand (cold load, S17,S19=0) oder gegen die LHC-Welle des ersten Nebenhorns (S17=1) bzw. die RHC-Welle des zweiten Nebenhorns (S19=1) geschaltet.

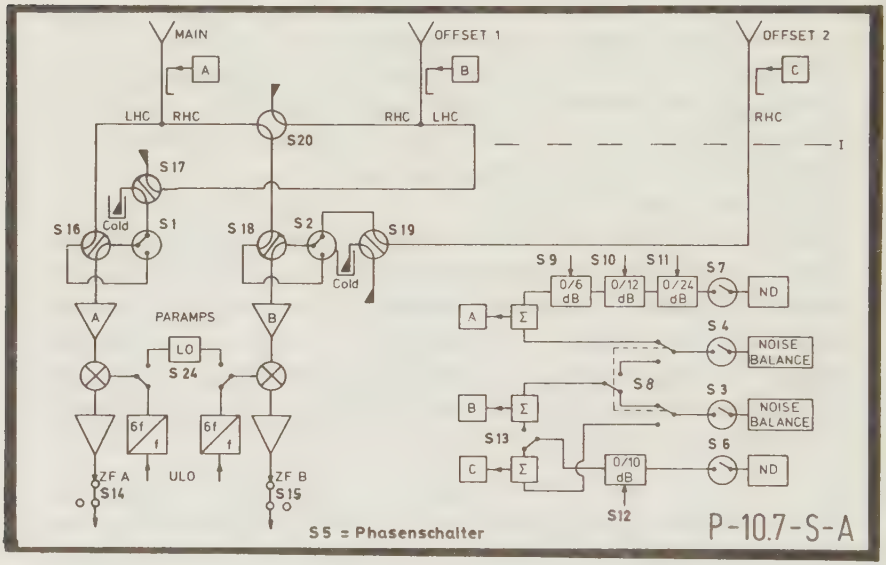


Abb.5: Blockschaltbild des 2.8cm-Empfängers im Sekundärfokus des 100m-Teleskops

Wir machten die Beobachtungen in A 2218 mit den Schalterstellungen S1=0, S19=1, wie sie in Abbildung 5 eingezeichnet sind, weil bei dem kürzeren Hornabstand genau die Raumfrequenzen der erwarteten Ausdehnung der Senke ausgeblendet werden, so daß wir es hier mit einer Kombination von Loadschaltung (Kanal A) und Hornschaltung (Kanal B) zu tun haben.

Auf einer Stiftdiodenmatrix (Abb.6) werden acht Schaltphasen gesetzt und synchronisiert. A und B steuern die beiden Dicke-Schalter. Das Vorzeichen des Haupthornsignals wird über E mit Hilfe eines Phasenschalters S5 ($0^{o}/180^{o}$) jedesmal gedreht, und über G wird mit S7 einer negativen und einer positiven Phase des Haupthornsignals ein Kalibrationssignal

hinzugefügt, das in einer Rauschdiode (ND) erzeugt und geeignet gedämpft wird (S9,S10=1).

	1	2	3	4	5	6	7	8	
A	X		X		X		X		S1
B	X		X		X		X		S2
C									S3
D									S4
E	X				X				S5
F									S6
G			X		X				S7

Abb.6: Stiftdiodenmatrix auf dem Empfängerkontrollbord, jedes X bedeutet einen gesteckten Stift

Die beiden Kanäle A und B werden unabhängig verstärkt, mit der ULO-Frequenz (12·804.16666 MHz) gemischt und ins IF-Polarimeter im Kontrollgebäude geführt. Die Bandbreite ist 500 MHz, und die Systemtemperatur beträgt ca. 80 K.

Die beiden Detektorausgänge des Polarimeters enthalten die quadratisch gleichgerichteten Gesamtleistungssignale aus A und B:

A: LHC-Main , Load1 / LHC-Offset1
B: RHC-Main , Load2 / RHC-Offset2

die beiden Multiplierausgänge die Korrelation von A und B:

C: LHC-Main * RHC-Main $\cos\gamma$, ...
D: LHC-Main * RHC-Main $\sin\gamma$, ...

In einem Spannungs-Frequenzwandler werden die Daten digitalisiert und anschließend ein 0.24 ms langer Synchronisationspuls zwischen die 16 ms (s.o.) langen Phasen gesetzt, damit diese sauber voneinander getrennt sind, wenn der Zähler über jeweils eine Phase integriert. Wir haben dann noch einmal die Daten aus zwei Perioden addiert, bevor sie vom Prozeßrechner erfaßt und phasenweise auf Magnetband geschrieben werden. Sie werden in 24-Bit-Wörtern abgespeichert, wobei das erste Bit eine Anfangskennung, die nächsten 7 Bits den aktuellen Zustand der Schalter S1 bis S7 und die restlichen 16 Bits die nun über 31.5 ms integrierten Radiodaten enthalten.

Werden bei der Aufzeichnung auf Analogschreiber und später bei der Auswertung die Phasen aus Ausgang A bzw. B mit wechselndem Vorzeichen addiert, erhalten wir die Gesamtintensität als Differenz zwischen dem Haupthorn und der Referenz. Die Addition der ungeraden Phasen, d.h. nur des Haupthorns, aus C und D mit wiederum wechselndem Vorzeichen liefert die Stokes-Parameter U bzw. Q, also die polarisierte Strahlung der Quelle.

6.3.2. Die Messungen

a) Methode

Ziel der Beobachtungen ist der Nachweis einer Senke im Zentrum des Galaxienhaufens, deren Tiefe in der Größenordnung einiger mK Strahlungstemperatur liegen soll. Um entsprechend empfindliche Radiokarten von der Größe des Haufens zu bekommen, ist eine Beobachtungszeit von 100 h bis 200 h notwendig. Da diese Zeit nicht zur Verfügung stand, wählten wir neben der herkömmlichen Radiokartierung eine Methode, die in kurzer Zeit einen eindimensionalen Verlauf der Temperaturverteilung im Zentrum des Haufens liefert. Beide Methoden sind in Abbildung 7 skizziert.

Zunächst zu den Radiokarten. Sie entstehen in Form von Rasterscans, d.h. das Teleskop tastet das betreffende Gebiet in Streifen ab, die mit jeweils wechselndem Richtungssinn durchfahren werden. Die scannende Koordinate ist dabei der Azimut, die nichtscannende, also entlang eines einzelnen Streifens konstante Koordinate die Elevation (s. S. 49). Das bedeutet, daß eine Quelle bei einem Durchgang hintereinander z.B. von zwei Hörnern (pro Kanal) überstrichen wird, so daß ein positiver und ein negativer Ausschlag auf den Schreibern sichtbar werden. In Azimutrichtung muß das Feld um den Hornabstand vergrößert werden, damit jeder Punkt von beiden Hörnern erfaßt wird. Dadurch geht etwas Integrationszeit verloren. Außerdem fährt das Teleskop wegen der quadratischen Form der Karte nur wenige Male pro Scan durch das Zentrum des Haufens.

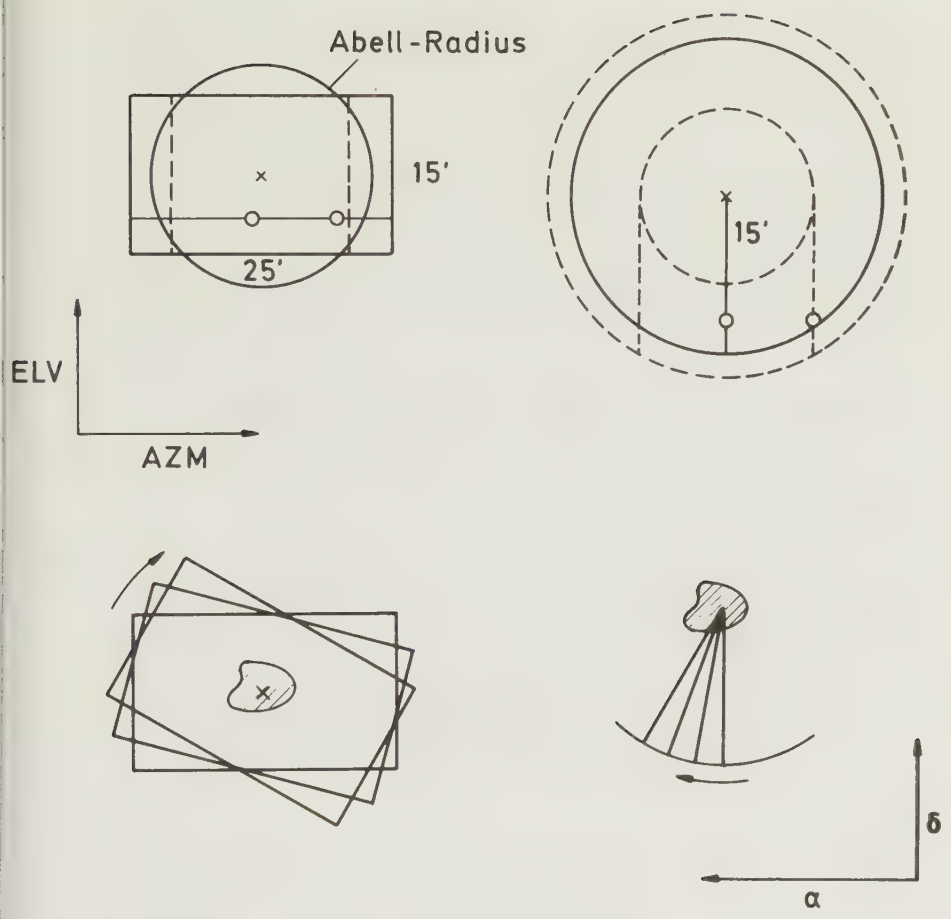


Abb.7: Die beiden Beobachtungsmethoden: Kartierung mit Azimutscans (links) und Einzelstreifen in Elevationsrichtung (rechts). Die obere Hälfte der Zeichnung zeigt die Situation im Teleskopsystem, in der unteren ist die Drehung der Karten bzw. der Einzelscans im Himmelssystem dargestellt. Die Karten überdecken vollständig den Bereich des Abell-Radius, die Streifen eine Fläche mit 15' Radius, wobei sich das jeweilige Referenzhorn stets in dem gestrichelten Kreisring bewegt.

Uns schien ein Feld von 25'x15' am günstigsten, in dem 61 einzelne Subscans mit einem Abstand von 0!25 gefahren wurden. Die Scangeschwindigkeit war 30'/min in Azimut, so daß ein Scan 1 h (einschließlich Wendezeit des Teleskops) dauerte.

Die zweite Methode sieht dagegen vor, daß ein Horn bei jedem einzelnen Durchlauf bis ins Zentrum des Haufens gelangt und das andere Horn sich ständig als Referenz außerhalb des Kerngebiets aufhält. Das Teleskop fährt dazu um den halben großen Hornabstand verschoben in Elevation, nicht in Azimut. Es beginnt 15' weit unterhalb und fährt immer radial ins Zentrum und wieder zurück, ohne senkrecht zur Scanrichtung versetzt zu werden. Die Scangeschwindigkeit ist wieder 30'/min, so daß ein Scan, der aus zwölf Streifen oder Subscans besteht, 6 min plus Wendezeit, d.h. 7.8 min, dauert. In der gleichen Zeit, die für eine Radiokarte (25'-8!2) x15' benötigt wird, können ca. 8•12 solcher radialen Halbschnitte von 15' Länge durch den Haufen gelegt werden.

Das Teleskop fährt eigentlich nur auf und ab, aber durch die parallaktische Drehung des Himmels bildet sich ein langsam wachsender Kreissektor, der den Haufen, weil dieser zirkumpolar ist, in 24 h einmal ganz überstreicht (Abb.7). Nach jedem Scan wird das Vorzeichen des Teleskopoffsets geändert, so daß abwechselnd das Offset2-Horn auf der einen Seite und das Hauptthorn auf der anderen Seite als Referenz dienen. Die dabei als Vergleichshintergrund abgetastete Fläche entspricht einem Ring um das Haufengebiet mit $8!2 \leq \theta \leq 17!1$.

Addieren wir alle Scans, erhalten wir eine mittlere radiale Verteilung bezüglich des gewählten Zentrums. Wir werden bei der Auswertung zu berücksichtigen haben, daß wir nicht rund um die Uhr messen konnten und daß die Änderungsgeschwindigkeit des parallaktischen Winkels je nach Stundenwinkel zwischen $-10^{\circ}6$/h und $-34^{\circ}6$/h schwankt.

b) Durchführung

Für die Beobachtungen standen drei halbe Nächte (20.2. und 21.2. von 0^h bis 10^h, 22.2. von 0^h bis 8^h) und fünf ganze Nächte (22./23.2. von 17^h bis 10^h, 23./24.2. bis 26./27.2. von 19^h bis 10^h) zur Verfügung. Nachdem

die ersten Nächte sehr gut gewesen waren, mußte der Spiegel in der Nacht vom 22./23.2. um 0^h in Horizontstellung gefahren werden, um zu verhindern, daß sich durch einsetzenden Schneefall zu viel Schnee in der Reflektorschale ansammelte. Die Beobachtungen wurden in dieser Nacht nicht mehr aufgenommen. Im Laufe des Tages hörte es auf zu schneien, wir schalteten jedoch am Abend auf den 11.1cm-Empfänger um, weil die Wetterinstabilitäten (Durchzug einer Front) keine 2.8cm-Beobachtungen zuließen, und beobachteten einige andere Galaxienhaufen. Die Lage besserte sich in der nächsten Nacht, so daß wir das Programm fortsetzen konnten, und die beiden letzten Nächte waren bei einer stabilen Hochdrucklage wieder sehr gut.

Von 115 angesetzten Stunden Beobachtungszeit gingen durch vollständigen Ausfall 25 h verloren. Die verbleibenden 90 h verteilen sich auf

60.9 h für 60.9 Radiokarten (67.7%) und
8.3 h für 768 einzelne Streifen in A 2218 (9.2%),
4.9 h für die Kartierung von 11 Eichquellen (5.4%),
3.1 h für Karten anderer Objekte, um richtungsabhängigen Interferenzen auszuweichen (3.4%) und schließlich
12.8 h (14.2%) für das tägliche Einstellen des Empfängers, Fokussieren und Pointieren des Teleskops, den Positionswechsel zwischen den Messungen und nicht zuletzt für kurze Stillstände und das Beheben von kleineren technischen Schwierigkeiten.

6.3.3. Auswertung

Die Auswertung der Radiodaten führten wir im Laufe der Jahre 1979/80 mit der Rechenanlage (CDC Cyber 172) des Max-Planck-Instituts für Radioastronomie in Bonn durch. Wir benutzten in allen Reduktionsphasen, von der Verarbeitung der Rohdaten bis zur endgültigen Darstellung in Form von Plotterzeichnungen, Programme, die auf der Anwendung der NOD2-Programmbibliothek beruhen (Haslam 1974, vgl. auch Schallwich 1978, Kap.2.2).

a) Eichung

Als erstes wurden die Eichquellen reduziert und die Teleskopparameter bei 2.8 cm Wellenlänge bestimmt. Die gewonnenen Größen sind in Tabelle 3 zusammengefaßt, in die auch Daten aus anderen Beobachtungsprogrammen eingeflossen sind. Eine Abbildung des rekonstruierten Antennendiagramms findet sich bei Klein und Emerson (1981).

Tabelle 3
Teleskopparameter bei 2.8 cm

Frequenz	ν	10700 MHz
Halbwertsbreite (HPBW)	θ_{3dB}	1!18 ± 0!01
Kleiner Hornabstand	θ_1	3!20 ± 0!01
Neigung gegen Azimut		$-0^{\circ}.64 \pm 0^{\circ}.07$
Großer Hornabstand	θ_2	8!21 ± 0!01
Neigung gegen Azimut		$-0^{\circ}.59 \pm 0^{\circ}.06$
Sammelfläche (D=100m)	$A_p = \pi D^2/4$	7854.0 m^2
Flächenwirkungsgrad	$A_{ep} = \lambda^2/\Omega_a$	5300 ± 170 m^2
	A_{ep}/A_p	67 ± 2 %
Flächenwirkungsgrad	$A_e = 2kT_a/S$	3140 ± 240 m^2
inkl. Leitungsverluste	A_e/A_p	40 ± 3 %
Antennentemp./Flußeinheit	T_a/S	1.14 ± 0.09 K/Jy
Strahlungstemp./Flußeinh. für Hauptkeule	$T_b'/S = \lambda^2/ 2k\Omega_m$	2.13 ± 0.04 K/Jy
Hauptkeulenraumwinkel	$\Omega_m = (\pi/4\ln 2)\theta_{3dB}^2$	$(1.33\pm0.03)\ 10^{-7}$ sr
Strahlungstemp./Flußeinh. für Antennendiagramm	$T_b/S = \lambda^2/ 2k\Omega_a$	1.92 ± 0.06 K/Jy
Antennenraumwinkel	Ω_a	$(1.48\pm0.05)\ 10^{-7}$ sr
Hauptkeulenwirkungsgrad	$\varepsilon = \Omega_m/\Omega_a$	90 ± 4 %
Richtfaktor der Antenne	$D_a = 4\pi/\Omega_a$	79.3 ± 0.1 dB

Die Auswertung der Karten erfolgte nach demselben Verfahren, wie es noch für die Messungen in A 2218 beschrieben wird (s.u.). Zusammen mit den Eichmessungen, welche die Kollegen der Tagesschicht aufgenommen hatten, standen uns 24 Scans der in Tabelle 4 genannten Quellen zur Verfügung.

Die Anpassung der Meßwerte für die Flußdichten an die Eichskala von Baars et al. (1977) führten wir elevationsabhängig durch, um die bei $\lambda 2.8$ cm bereits beträchtliche atmosphärische Extinktion (E) zu berücksichtigen, die in erster Näherung dem einfachen Gesetz

$$E = \tau_\nu \text{ cosec ELV} \qquad (6.5)$$

folgt (Abb.8). Dabei fiel eine systematische Abweichung des Flußwertes für 3C 249.1 auf, den wir um 20% nach oben korrigierten. Verglichen mit der Flußdichteskala nach Kühr et al. (1981), die im Mittel 7% höher liegt als die von Baars et al. (Tabelle 4), ist der von uns angegebene Wert mit dem dortigen konsistent. Auf die gleiche Weise bestimmten wir die Flußdichte der Quelle 3C 309.1, die in der Liste von Baars et al. nicht aufgeführt ist.

Tabelle 4
Eichquellen 2.8 cm

	Baars et al. 1977	Kühr et al. 1981
3C 48	2.46 ± 0.05 Jy	2.56 ± 0.08 Jy
3C 147	3.80 ± 0.08 Jy	4.14 ± 0.12 Jy
3C 249.1	0.41 ± 0.01 Jy *	0.45 ± 0.01 Jy
3C 286	4.40 ± 0.09 Jy	4.64 ± 0.14 Jy
3C 295	2.53 ± 0.05 Jy	2.76 ± 0.05 Jy
3C 309.1	1.90 ± 0.02 Jy *	1.96 ± 0.02 Jy

*) Mit Hilfe der anderen Daten korrigiert bzw. angepaßt (s. Text)

Der Eichfaktor K in Teleskopeinheiten pro mJy ergab sich daraufhin zu

$$K = 412 - 17.3 \text{ cosec ELV} \qquad (6.6)$$

so daß die optische Tiefe τ_ν, d.h. die Extinktion im Zenit (ELV=90°), 4.2% betrug. Wir untersuchten die zeitliche Variation der Abweichung des gemessenen Eichfaktors zum Fit (Abb.9) und stellten fest, daß ein Sprung am Vormittag des 20.2. vorliegt, so daß wir die ersten drei Eichmessungen (in Abb.8 in Klammern) in Gleichung 6.6 nicht berücksichtigten. Die Streuung der anderen Werte beträgt 12 Einheiten. Eine systematische zeitliche Drift ist nicht zu erkennen. Bei Nichtberücksichtigung der Elevationsabhangigkeit ist der Mittelwert für den Eichfaktor 386±19 Einheiten. Für alle vorkommenden Elevationen ist die Ungenauigkeit in K kleiner als 1%, also geringer als die Fehler (~2%) der zugrunde liegenden Flußdichten aus Tabelle 4 und systematische Fehler bei der Bestimmung der Meßwerte durch Gaußfits der Eichkarten (<4%).

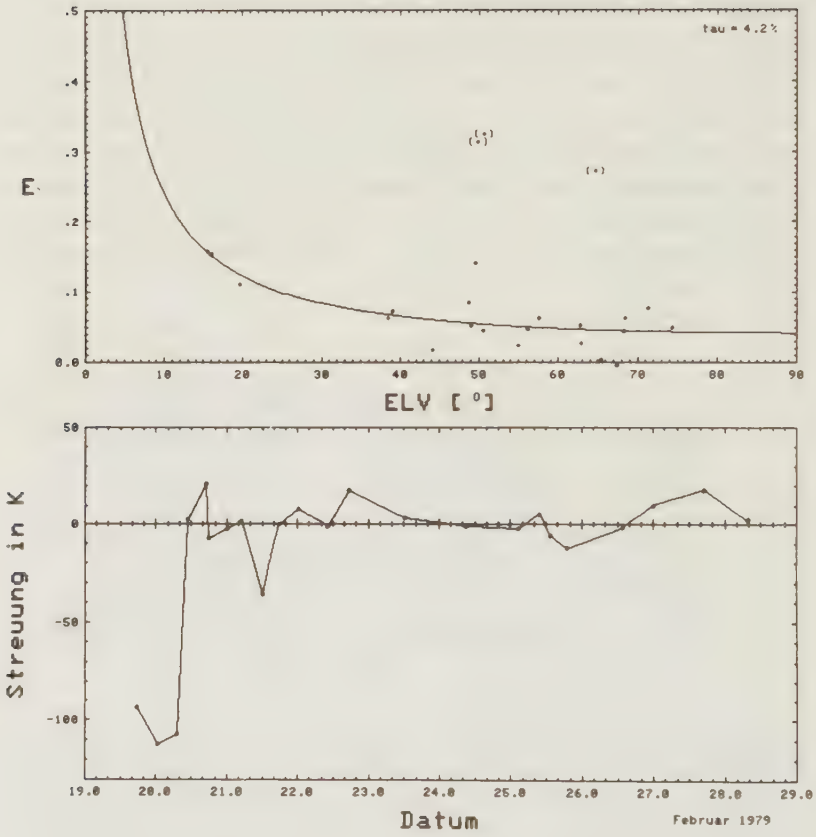


Abb.8: Atmosphärische Extinktion in den Eichmessungen als Funktion der Elevation

Abb.9: Zeitliche Variation des Eichfaktors während der Meßperiode

b) Reduktion der Daten

Im ersten standardmäßigen Reduktionsschritt (TABSCAN) wurden die Daten vom Magnetband gelesen, von Interferenzen gefiltert und weiter integriert. Die acht Meßphasen wurden miteinander kombiniert und für jeden der vier Polarimeterausgänge das radioastronomische Signal von der Kalibration getrennt. Das entspricht der Tabellierung eines Subscans in acht Spalten und reduzierte die Menge der Daten um einen Faktor 4. Aus der Scangeschwindigkeit von 0!5/s (s. S. 54) ermitteln wir, daß die Punkte nun ein Intervall von 0!128 haben.

Im Falle der Radiokarten, bei denen wir den Zeilenabstand zu 0!25 gewählt hatten, ordneten wir die Meßpunkte in neue Intervalle eben dieser Größe um, damit das Datengitter später eine quadratische Maschenweite besitzt. Bei der Interpolation wurden die Daten mit einer (sinx/x)-Funktion, die eine Periode $\lambda/D=0!96$ hat, gleitend gemittelt. Dies ist die Fernfeldfunktion (Fouriertransformierte) einer gleichförmigen Antennenflächenverteilung. Bei den Einzelschnitten dagegen, die ja eindimensional bleiben und nicht in ein anderes Koordinatensystem transformiert werden, legten wir Wert darauf, daß die radiale Verteilung in unabhängigen Bins darstellbar ist. Wir setzten deshalb das Punkteintervall gleich 0!5, weil dies in etwa den Nullstellen der Faltungsfunktion entspricht und das Rauschen der Meßpunkte untereinander so nicht korreliert wird. Die Datenmenge hat sich damit noch einmal bei den Karten auf fast die Hälfte und bei den Schnitten auf fast ein Viertel reduziert.

Von den vier Polarimeterausgängen betrachten wir im folgenden nur A und B und lassen die beiden Polarisationskanäle außer acht. In der zweiten Reduktionsphase wurden alle tabellierten Subscans (~9000) nach Abzug der Kalibration als Druckerplots ausgegeben und per Auge auf ihre Qualität überprüft. Alle Scans mit gekrümmter oder unstetiger Basislinie wurden mit einem eigens entwickelten, interaktiven Programm hinausgeworfen. Waren nur einzelne Punkte oder Teile der Subscans defekt, wurden sie durch Dummywerte ersetzt und die Zeilen als solche behalten. Insgesamt wurden bei dieser Prozedur

25.6% der Einzelhornkarten Main-Load1 aus Kanal A,
2.6% der Doppelhornkarten Main-Offset2 aus Kanal B,

35.0% der Einzelhornstreifen Main-Load1 aus Kanal A und
1.7% der Doppelhornstreifen Main-Offset2 aus Kanal B

von der weiteren Bearbeitung ausgeschlossen. Es ist offensichtlich, wie gut die Doppelhorntechnik atmospharische Fluktuationen kompensiert und für eine hohe Effizienz der Beobachtungszeit sorgt.

Im dritten Reduktionsschritt (MAP) ist die Umsetzung der tabellierten Scans in zweidimensionale Karten vorgesehen. Damit wir dieses Programm auch auf die Einzelstreifen anwenden konnten, fügten wir ihnen an beiden Seiten eine Dummyzeile hinzu, so daß wir es formal mit Karten der Größe 1'x15' zu tun hatten.

Von der Differenz des astronomischen und des Kalibrationssignals wurde eine gerade Basis abgezogen, die an beiden Enden der Subscans durch je ein Drittel der Punkte gelegt wurde. Die einzelnen Streifen wurden dann zu einem zweidimensionalen Bild zusammengesetzt und wieder - jetzt senkrecht zur Scanrichtung - mit der (sinx/x)-Funktion gefaltet.

Die Radiokarten ließen sich nun in der vierten Phase interaktiv an graphischen Bildschirmgeräten in Form von Konturlinienplots darstellen und in ihrer Qualitat beurteilen. Einzelne Ausreißerstreifen, die das Bild verzerrten, weil die Basis nicht sauber gelegt werden konnte, wurden editiert oder nachträglich hinausgeworfen. Bei dieser Gelegenheit wurden die Scans ihrer Elevation entsprechend mit dem Eichfaktor der Gleichung 6.6 skaliert und daraufhin das r.m.s.-Rauschen bestimmt.

Die Streifen konnten in diesem Stadium bereits addiert werden (s.u.). Die Karten bedürfen jedoch einer weiteren Behandlung. Die Daten aus Kanal B, also die Doppelhornmessungen (s. S. 50), in denen jede Quelle ein positives und ein negatives Bild hinterlassen hatte, wurden zu herkömmlichen Einzelhornkarten rekonstruiert. Das Verfahren hierzu wurde von Emerson et al. (1979) entwickelt und seine Herleitung und Anwendung ausführlich beschrieben. Wir skizzieren hier deshalb nur die wichtigsten Grundlagen:

Daten, die außer mit dem Antennendiagramm mit einer Doppelhornfunktion gefaltet sind, besitzen keine Raumfrequenzen, die dem Hornabstand entsprechen. Nun ist es bei Karten, die eine endliche Ausdehnung der Größe x haben, nicht notwendig, bei der Entfaltung alle Raumfrequenzen wiederherzustellen, sondern nur an diskreten Punkten mit einem Abstand

1/x. Diese können so gelegt werden, daß sie nicht auf die Nullstellen der Raumfrequenzverteilung im Fourierraum fallen. Man muß eine solche Fouriertransformation nicht durchführen, sondern kann die Daten durch die Faltung mit einer Funktion, deren Fouriertransformierte genau dieses Verhalten zeigt, auf analytischem Wege eindeutig rekonstruieren. Das Rauschen der Karte ist danach proportional zur Wurzel des Verhältnisses Ausdehnung zu Hornabstand. Die Gebiete rechts und links am Rand, die nur von einem Horn abgetastet worden sind, werden abgeschnitten, weil in ihnen jetzt keine Information mehr enthalten ist.

Vor einer Addition der Karten ist für beide Kanäle die Transformation des zweidimensionalen Gitters aus dem Horizont- ins Himmelskoordinatensystem durchzuführen. Ein im Teleskopsystem geradlinig gefahrener Subscan ist im Rektaszension-Deklinationssystem gekrümmt. Die Karten wurden also punktweise auf den Positionswinkel gedreht und entzerrt. Die Einzelhornkarten verschoben wir vorher um einen halben Hornabstand, um den Offset des Haupthorns auszugleichen.

Bei der endgültigen Addition aller Karten, 45.4 aus Kanal A und 59.3 aus B, wichteten wir jede nach dem Quadrat ihres Rauschens. Über eine Fouriertransformation unterdrückten wir bei dem Resultat, ohne die Auflösung zu mindern, alle hohen Raumfrequenzen, die mit einem 100m-Teleskop nicht beobachtbar sind, indem wir diejenigen "oberhalb" des Durchmessers abschnitten. Dadurch wird das Rauschen noch einmal gefiltert und um 10% gesenkt. Die endgültige 2.8cm-Karte (Abb.13) hat ein Rauschen von σ = 0.57 mJy $\hat{=}$ 1.09 mK T_b. Dies ist die höchste Empfindlichkeit, die bisher bei dieser Wellenlänge mit dem 100m-Teleskop erreicht wurde.

Die Streifen, die die letzten Prozeduren nicht über sich ergehen lassen mußten, addierten wir mit dem Rauschen als Gewicht zunächst in vier Gruppen. Abwechselnd hatten wir bei der Messung das Haupthorn und das Offset2-Horn auf den Galaxienhaufen gerichtet. Es gibt deshalb

I. Haupthornstreifen mit dem Lastwiderstand als Referenz (Kanal A, n=249),

II. Haupthornstreifen mit dem zweiten Nebenhhorn als Referenz (Kanal B, n=378),

III. Streifen mit Lastwiderstand, bei denen das Haupthorn die Umgebung des Haufens abfährt (Kanal A, n=250) und

IV. Nebenhornstreifen mit dem Hauptnorn als Referenz
(Kanal B, n=377).

Die Senke enthalten nur die Typen I, II und IV, wobei Typ IV im Vorzeichen gedreht werden muß. Wieder nach dem Rauschen gewichtet, wurden diese drei addiert, I+II+(-IV), und zeigen nach einem geringfügigen Ausgleich des Nullniveaus die endgültige Radialverteilung aus 1004 Einzelschnitten mit einem Rauschen von σ = 0.22 mJy $\hat{=}$ 0.42 mK T_b (Abb.17). Das Rauschen des Streifens Typ III hat keine physikalische Bedeutung, aber da dieser Streifen demselben Reduktionsverfahren unterlag wie die anderen drei Typen, ist es eine obere Grenze für systematische und instrumentell bedingte Effekte, die eine Senke vortäuschen könnten. Wegen der vierfach kleineren Anzahl der Subscans ist das Rauschen hier σ = 0.59 mJy $\hat{=}$ 1.13 mK T_b.

6.4. Begleitmessungen (Radiokarten)

Zu Beginn des vorigen Abschnitts (S.48) erwähnten wir, daß wir außer den 2.8cm-Messungen auch Beobachtungen bei λ11.1 cm und λ6.1cm unternahmen. Diese dienten vor der zeitaufwendigen Kartierung bei λ2.8 cm dazu, in kurzer Zeit einen Gesamtüberblick über die Eigenschaften von A 2218 im Radiobereich zu gewinnen. In der Durchmusterung von Birkinshaw (1978) hatte sich der Haufen zwar als "radioruhig" erwiesen, jedoch waren hier die Beobachtungen bei relativ kleinen Frequenzen von 408 MHz (λ73.5 cm) und 1407 MHz (λ21.3 cm) gemacht worden, so daß der Hochfrequenzbereich bis 10700 MHz (λ2.8 cm) völlig unerforscht war.

Wir haben im Abschnitt 6.1 erwähnt, daß es wichtig ist zu wissen, in welcher Weise Radioquellen im Gebiet des Haufens die Messung einer Mikrowellensenke kontaminieren. Gerade bei Doppelhornmessungen ist auch die Umgebung des Haufens hier miteinzubeziehen. Wird aber eine Quelle bei niedrigen Frequenzen gefunden, kann man ihren Beitrag bei der Frequenz des eigentlichen Experiments (z.B. 10.7 GHz) nur abschätzen, indem man ein "normales" nichtthermisches Spektrum annimmt und linear extrapoliert.

Der Empfanger, den wir für die 11.1cm-Beobachtungen benutzten, ist das Dreikanalsystem im Sekundärfokus (P-2.7-S-A/C), das eine Erweiterung des

bewährten und früher schon beschriebenen (Schallwich 1978) Zweikanalempfangers ist. Durch den zusätzlichen parametrischen Verstärker besteht die Möglichkeit, in je einem IF-Polarimeter sowohl die gleich polarisierten als auch die entgegengesetzt polarisierten Signale zu korrelieren, so daß gleichzeitig Gesamtintensität und Polarisation aufgezeichnet werden können. Anwendung und Eigenschaften dieses Systems haben wir bei der Fortsetzung unserer Durchmusterung von Galaxienhaufen beschrieben (Andernach et al. 1981).

Für die 6.1cm-Beobachtungen stand ein einkanaliger Dicke-Empfänger mit zwei Hörnern im Primärfokus (P-4.8-P-C) zur Verfügung. Im Gegensatz zum Sekundärfokus kann ein Empfänger hier während der Messung mit dem parallaktischen Winkel gedreht werden, so daß der Positionswinkel der Quelle konstant bleibt. Die Karten können somit wie bei λ11.1 cm in einem himmelsfesten Koordinatensystem angelegt werden und müssen nicht wie bei λ2.8 cm nachträglich gedreht und entzerrt werden. Da die Orientierung der Hörner mit der Rotationsmöglichkeit des Empfängers frei wählbar ist, konnten die Doppelhornmessungen als orthogonale Scans in Rektaszension und Deklination durchgeführt werden, was wie bei entsprechenden Einzelhornkarten (λ11 cm) das Problem von Quellen am Rande löst und eine falsche Bestimmung des Nullniveaus einzelner Subscans verhindert, indem jeder Subscan einer Karte mit allen Subscans einer anderen, orthogonal gefahrenen Karte verglichen wird (Sieber et al. 1979). Die Parameter des Teleskops bei λ6.1 cm sind die gleichen wie bei Altenhoff et al. (1978).

Die erste Karte von A 2218 aus vier 11cm-Scans konnten wir bereits im Oktober 1978 im Rahmen der Galaxienhaufendurchmusterungen aufnehmen. Sie hatte eine Größe von 30' x 30' und offenbarte ein ausgedehntes Radiogebiet im Kernbereich des Haufens. Aufgrund der Bedeutung dieser Entdeckung veröffentlichten wir sogleich eine kurze Mitteilung mit einer Abschätzung (s.o.) der Stärke dieser Quelle bei λ2.8 cm (Schallwich & Wielebinski 1979).

Dadurch angespornt beantragten wir die weiteren Messungen, die wir bei λ11.1 cm im Juni 1979 und Juni 1980 und bei λ6.1 cm im Januar 1980 durchfuhrten. Die Größe der Karten erweiterten wir auf 30' x 36' bzw. 24' x 33', um die Quelle A2218.0 südlich des Haufens ganz ins Bild zu bekommen (Abb.11,12). Aus der Durchmusterung von Birkinshaw (1979)

wissen wir, daß diese Quelle aus einer starken und einer sehr schwachen Komponente 2'1 westlich besteht, die sich in unseren beiden Karten als Verbreiterung der Keulenform niederschlägt. Der nördliche Teil (A2218.2) des zentralen Komplexes, der in der 11cm-Karte (σ=3 mJy) als zusammenhangendes Gebiet erscheint, fällt in der 6cm-Karte auf das 1σ-Niveau des Rauschens (2 mJy), und es bleibt nur der südliche Teil (A2218.1), der in drei Komponenten zu zerfallen scheint. Erst die 2.8cm-Karte (Abb.15), die wir hier bei der Untersuchung der Quellenstruktur mitheranziehen, löst drei voneinander getrennte Quellen auf. Die Karte ist so empfindlich (s. S.69), daß A2218.2 wieder zu Tage tritt. Direkt am äußeren Rand des Abell-Radius im Nordosten bemerken wir eine weitere Quelle (A2218.3), die in jeder Karte etwa gleich hell aussieht.

Die Flußwerte der Quellen sind in Tabelle 5 zusammengestellt, die Spektren, die neben unseren Messungen auch die Daten bzw. oberen Grenzen von Birkinshaw (1978) enthalten, werden in Abbildung 10 gezeigt. Dort ist jeweils der Spektralindex nach dem Gesetz $S_\alpha \nu^{-\alpha}$ angegeben.

Tabelle 5
Radioquellen im Feld von A 2218

		λ11.1 cm	λ6.1 cm	λ2.8 cm
A2218.0				
	$16^h\ 35^m\ 26^s$ $66^\circ\ 04'\ 16''$	114 ± 3 mJy	59 ± 2 mJy	---
A2218.1				
a)	$16^h\ 35^m\ 10^s$ $66^\circ\ 19'\ 25''$			5.0 ± 0.5 mJy
b)	$16^h\ 35^m\ 36^s$ $66^\circ\ 20'\ 50''$			3.8 ± 0.5 mJy
c)	$16^h\ 36^m\ 06^s$ $66^\circ\ 20'\ 31''$			1.0 ± 0.5 mJy
		20 ± 3 mJy	14 ± 2 mJy	10.4 ± 0.5 mJy
A2218.2				
	$16^h\ 35^m\ 54^s$ $66^\circ\ 24'\ 26''$	7 ± 3 mJy	2 ± 2 mJy	0.8 ± 0.5 mJy
A2218.3				
	$16^h\ 37^m\ 12^s$ $66^\circ\ 27'\ 26''$	10 ± 3 mJy	7 ± 2 mJy	8.5 ± 1.2 mJy

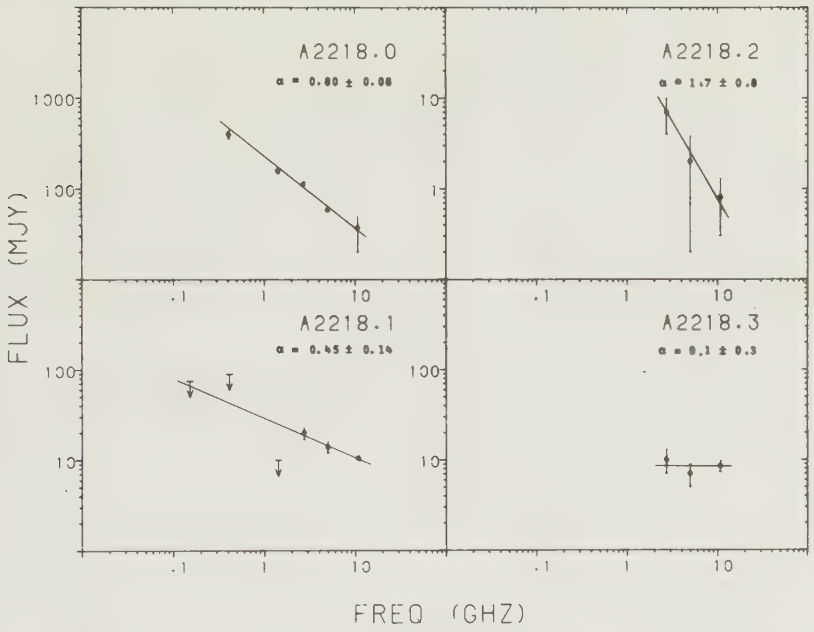
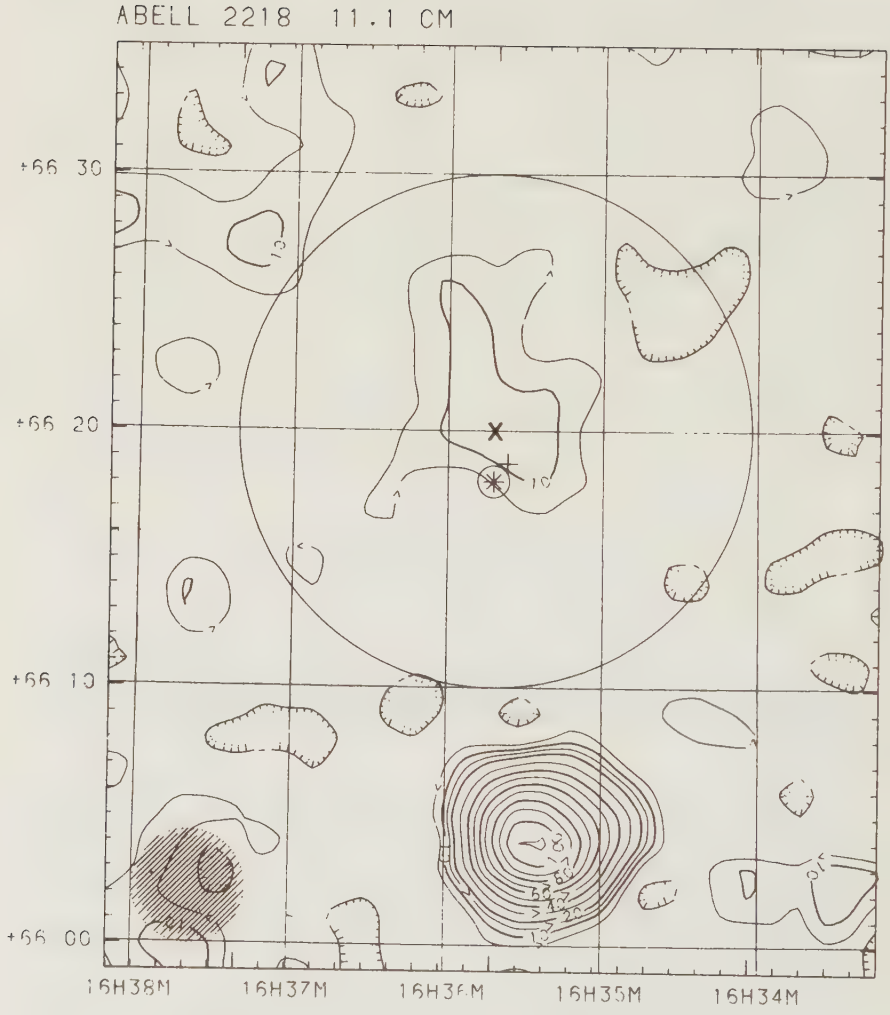
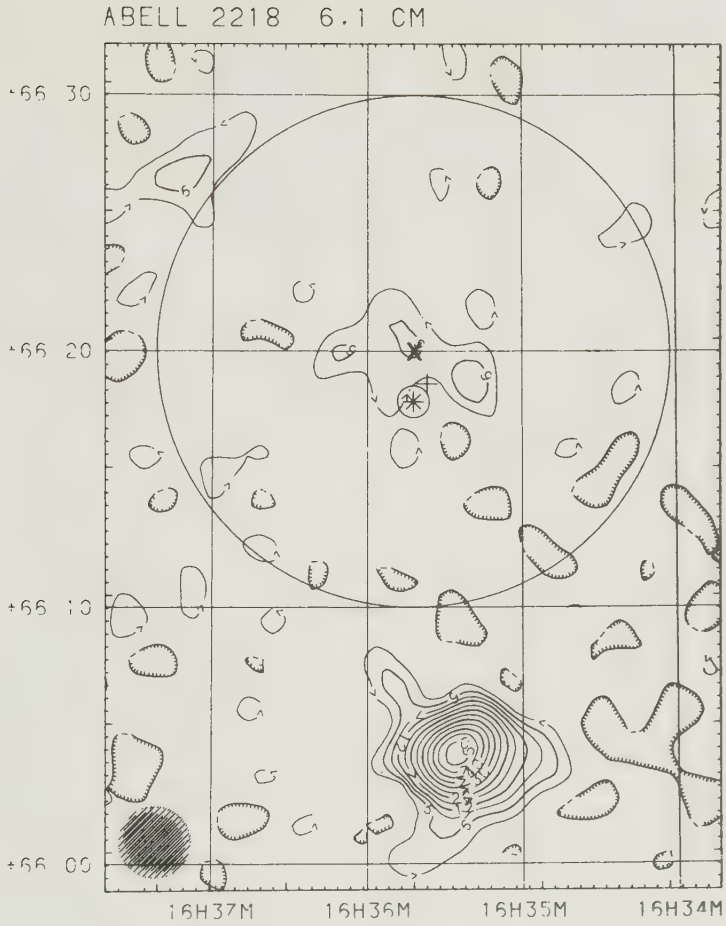


Abb.10: Die Spektren der Radioquellen im Feld von A 2218. A2218.0 ist die helle Quelle südlich des Haufens, A2218.1 der zentrale Komplex ohne den nördlichen Teil A2218.2. A2218.3 ist die Quelle am Nordostrand. Die Daten bei den niedrigen Frequenzen stammen von Birkinshaw (1978)

Der Haufen selbst zeigt also Aktivität im Zentralbereich, die sich statt in Richtung zur cD-Galaxie (+) und zum Röntgenzentrum (*) eher nach Norden erstreckt. Dies könnte bedeuten, daß das Abell-Zentrum (X) tatsächlich in der Nähe des wirklichen Zentrums liegt (vgl. S.46ff).

Es ist jedoch Vorsicht geboten, weil nicht klar ist, in welchem Verhältnis die Quellen zum Haufen stehen. Bei der Überlagerung der Karten auf einen Abzug der roten Palomarplatte (Abb.14-16) wird sofort deutlich, daß die ostlichste Komponente der zentralen Quelle A2218.1 mit einer Spiralgalaxie im Vordergrund zu identifizieren ist. Diese hat eine Rotverschiebung von z=0.023 (Kristian et al. 1978) und damit eine Radioleuchtkraft einer normalen Galaxie von $L_R=(1.5\pm0.8)\cdot10^{32}$ W (5.1, 5.3).


ABELL 2218 11.1 CM
+66 30
+66 20
+66 10
+66 00
16H38M
16H37M
16H36M
16H35M
16H34M


ABELL 2218 6.1 CM
+66 30
+66 20
+66 10
+66 00
16H37M
16H36M
16H35M
16H34M

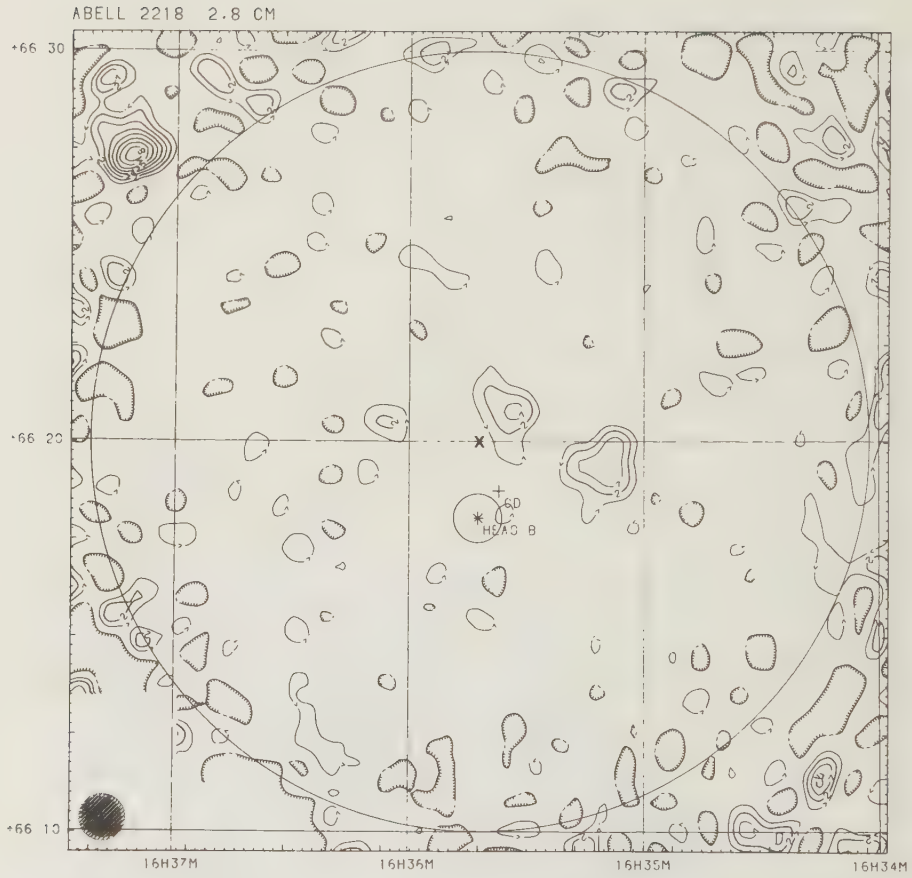
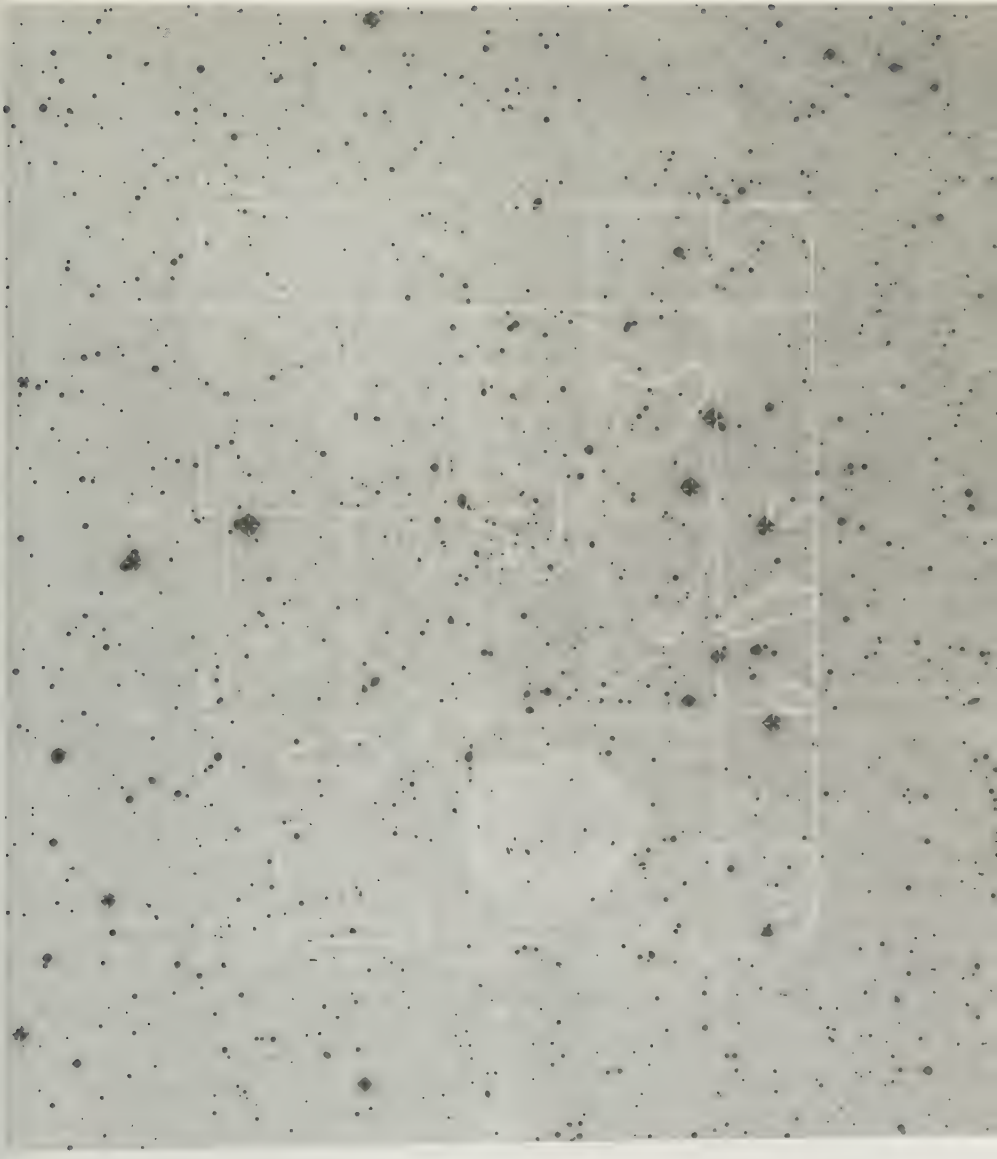
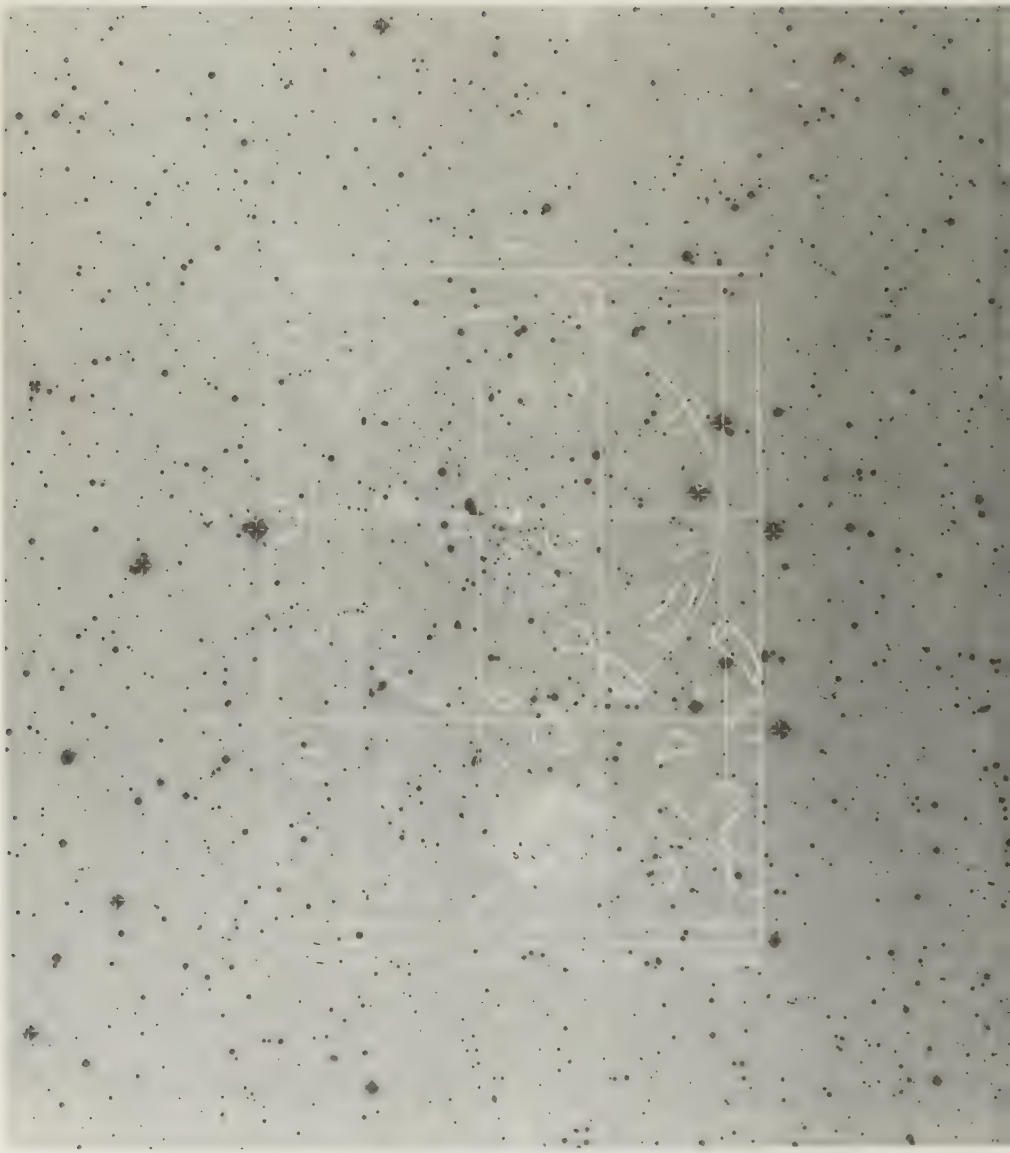


Abb.11-13: Radiokarten von A 2218 bei λ11.1 cm, λ6.1 cm, λ2.8 cm. Die Halbwertsbreiten, dargestellt als schraffierte Flächen, sind 4!4, 2!6 bzw. 1!2. Die Konturen sind in Einheiten mJy/Ω beschriftet. Die erste negative Kontur mit dem gleichen Betrag wie die erste positive ist mit Häkchen in Richtung des Minimums dargestellt. Es ist jeweils die Position des Abell-Zentrums (X) mit dem zugehörigen Abell-Radius (großer Kreis), die Position der cD-Galaxie (+) und des Röntgenzentrums (✱) mit der Halbwertsbreite der diffusen Röntgenquelle gekennzeichnet





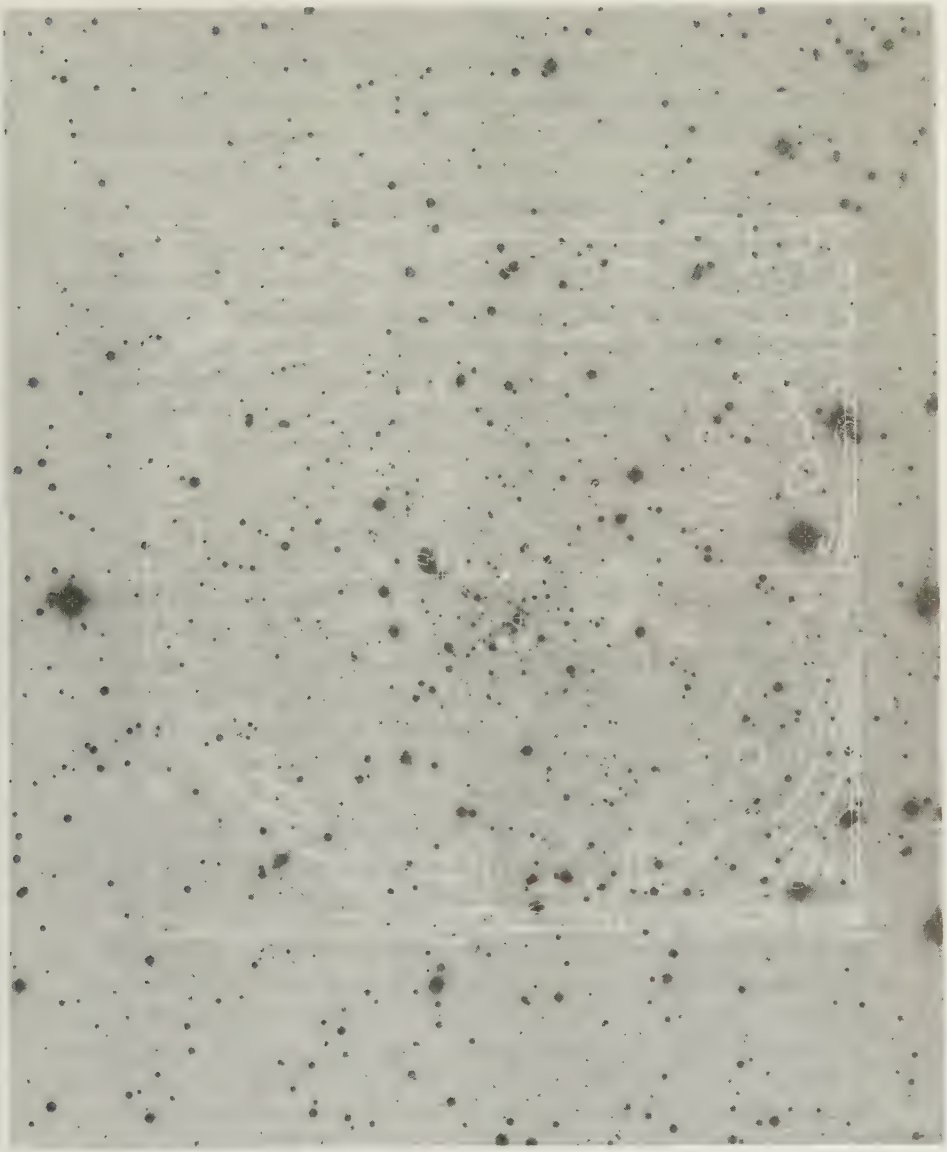


Abb.14-16: Die Radiokarten der Abb.11-13 auf dem Hintergrund des Abzugs der roten Photoplatte des Palomar-Atlas (E-1410). Die Anpassung erfolgte mit Hilfe der markierten SAO-Sterne

Bei den anderen beiden Komponenten ist die Identifikation nicht so eindeutig. In der mittleren finden wir zwei hellere und einige schwache Objekte, in der westlich gelegenen dagegen ist praktisch kein Objekt auszumachen. Ähnlich ist die Situation bei den weiter außen liegenden Quellen.

Bei der Betrachtung der zweidimensionalen Höhenlinienkarte der Galaxienverteilung von Birkinshaw (1979) fällt eher auf, daß A2218.1 mit relativen Minima der Galaxiendichte zusammenfällt. Dies stärkt die Vermutung, die sich bei unseren Galaxienhaufendurchmusterungen abzeichnet, daß man es wahrscheinlich oft mit diffuser Emission von ausgestoßenen relativistischen Plasmen zu tun hat, etwa Überresten von Radioschweifen (s. S.4), wo die Galaxie selbst längst weitergezogen ist.

6.5. Ergebnis der Beobachtungen

Die Radiokarten liefern uns mit den Quellen, die wir in A 2218 entdeckt haben, bei λ11.1 cm, λ6.1 cm und λ2.8 cm ein konsistentes Bild von der Radiostruktur des Haufens. Da die eindimensionalen Schnitte durch den Haufen unter denselben Bedingungen ebenfalls bei λ2.8 cm gemessen worden sind, lassen sich die Messungen der Hintergrundsabsorption für den positiven Beitrag dieser Quellen direkt korrigieren, ohne daß es einer Extrapolation des Spektrums oder einer anderen räumlichen Auflosung bedarf. Um die Vortauschung eines negativen Signals zu vermeiden, haben wir die Scans, bei denen das Referenzhorn durch die Quellen A2218.0 und A2218.3 fährt, bei der Auswertung bereits weggelassen.

Da es sich bei der 2.8cm-Karte und der endgültigen Radialverteilung um unabhängige Datensätze handelt, liegt es nahe, diese miteinander zu vergleichen. Dazu haben wir die Karte in 0!5 breiten Ringen um das Abell-Zentrum integriert. Beide Verteilungen jedoch zu addieren, ist nicht sinnvoll, da die Zahl der Meßpunkte pro Ring und damit das Rauschen vom Radius abhängt. Dies würde eine vernünftige Wichtung schwierig machen, und da das Rauschen im für uns interessanten zentralen Bereich relativ hoch ist, bevorzugen wir eine homogene Datenmenge aus Einzelstreifen, statt einer Mischung voneinander unabhängiger Punkte und mehrmals gefalteter Daten (s. S.59). Eine Senke ist in der Radiokarte selbst

nicht direkt erkennbar, die integrierte Gesamtflußdichte der Karte ist jedoch trotz des Emissionsanteils negativ.

Bei der Annahme des einfachsten Falles eines (doppeltlogarithmisch) linearen spektralen Verlaufs bestätigen die gewonnenen Spektren der Quellen (Abb.10), daß die Flußdichten aus der 2.8cm-Karte zuverlässig sind. Um den Beitrag der Emission zu kompensieren, konstruieren wir eine radiale Verteilung künstlicher, gaußförmiger Quellen, die an alle Quellen der 2.8cm-Karte mit einer Flußdichte großer als 2 mJy angepaßt sind. Diese sehr konservativ gewonnene Information über den Einfluß der Quellen benutzen wir zur Subtraktion und erhalten den eigentlichen Absorptionseffekt des Haufens. Wir sehen in Abbildung 17, daß nur drei Bins signifikant von der Korrektur betroffen sind. Insgesamt liegen nun sechs Bins über dem 3σ-Niveau des Rauschens. Ihr Mittelwert liegt bei

$$\Delta I = -0.96 \pm 0.17 \text{ mJy}$$

$$\Delta T_b = -1.84 \pm 0.33 \text{ mK} \qquad (6.7)$$

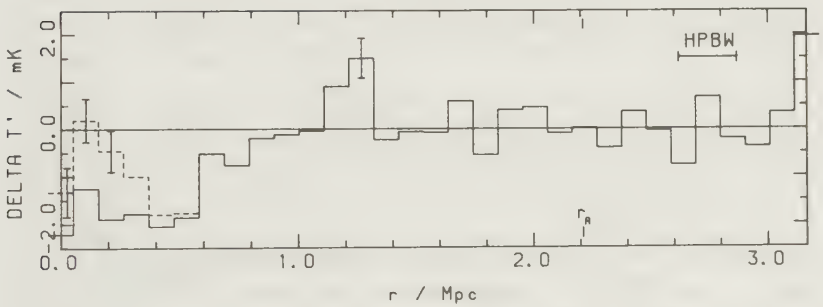


Abb.17: Die gemessene Radialverteilung der Hintergrundsabsorption ohne (---) und mit Quellensubtraktion

Um einen Eindruck von der Zuverlässigkeit des Ergebnisses zu erhalten, untersuchen wir, welche Rolle die Konfusion hier spielt. Sie besteht aus einem "instrumentellen" und einem "astronomischen" Anteil. Der erstere ist als Einfluß aller am Himmel vorhandenen Radioquellen zu verstehen,

die durch die Nebenkeulen aller Ordnungen "mit in den Spiegel scheinen". Dieser Anteil ist zeitlich variabel, da das Teleskop wahrend der Messung der bereits erwähnten parallaktischen Drehung unterliegt. Er wird gerade bei zirkumpolaren Objekten über hinreichend lange Integrationszeiten durch die Rotation des Antennendiagramms sehr gering. Den zweiten Anteil bilden im wesentlichen schwache extragalaktische Hintergrundquellen, die unter der Auflösungsgrenze liegen. Sie stellen ein positonsabhängiges, statistisches Rauschen dar, das nicht zeitabhängig ist. Über diesen Hintergrund wissen wir nicht viel, da es bisher keine Quellenzählungen bei so hohen Frequenzen (10.7 GHz) gibt, die sich bis in so schwache Intensitätsbereiche erstrecken. Aus einer Extrapolation der für das 100m-Teleskop bei niedrigeren Frequenzen bekannten Daten ergibt sich für die Konfusion ein Wert von (Wielebinski 1980)

$$\sigma_c = 0.15 \text{ mJy}/\Omega_m$$

Dieser Wert kann lokal wesentlich niedriger sein. So wurde z.B. bei λ6 cm gezeigt, daß in bestimmten Gebieten die Konfusion nicht wie erwartet 1.4 mJy/Ω_m ist, sondern bis zu 0.6 mJy/Ω_m heruntergeht (Andernach et al. 1980).

Tabelle 6
Rauschen und Konfusion der Radialverteilung

r	0!0	0!5	1!0	1!5	2!0	...	5!0	...	15!0
n_Ω	1.0	2.9	5.6	8.5	11.3		28.2		84.7
$\sigma_{c,eff}$ / mJy	0.15	0.09	0.06	0.05	0.04		0.03		0.02
σ / mJy	0.27	0.24	0.23	0.23	0.22		0.22		0.22

Ohne die hier besonders gute Abdeckung der parallaktischen Winkel zu beachten, legen wir den obigen Wert zugrunde und sehen, daß sich durch die raumliche Mittelung der Daten bei der Bildung der radialen Verteilung die Konfusion in Abhängigkeit vom Radius wie

$$\sigma_{c,eff} = \sigma_c/(n_\Omega(r))^{1/2} \qquad (6.8)$$

verhält (n_Ω - Ringfläche/Raumwinkel). Dies mindert den Konfusionsbeitrag vom zweiten Datenpunkt der Verteilung an bereits so stark (Tab.6), daß außer für r=0' dieser Beitrag als Anteil des außerhalb der Senke

bestimmten Gesamtrauschens (σ=0.22mJy, s. S.62) vernachlässigbar und damit die radiale Verteilung nicht konfusionsbegrenzt ist.

6.6. Anwendung des hydrostatischen Modells

Der Mittelwert 6.7 veranschaulicht nur die Signifikanz des Meßergebnisses, besitzt aber noch keine physikalische Aussagekraft. Da in der Literatur (s. Tab. 1) immer nur die Tiefe der Mikrowellensenke als Differenz der gemessenen Strahlungstemperatur ΔT_b angegeben wird, ist zu beachten, daß diese mit der Antennenkeule gefaltet und deshalb je nach Teleskop und Meßfrequenz unterschiedlich ist. (Bei sehr kurzen Wellenlängen sollte man außerdem die Abhängigkeit von der Photonenenergie nach Gleichung 3.77 berücksichtigen.) Wir wollen desnalb versuchen aus der Radialverteilung auf die wirkliche Tiefe ΔT_r zu schließen.

Im Gegensatz zu den Punktmessungen anderer Autoren stellt sich bei uns außerdem das Problem, daß fur eine kontinuierliche Radialverteilung das Zentrum des Haufens oder besser der Gaswolke bekannt sein muß. Stimmt der Nullpunkt unseres Scans - das ist das Abell-Zentrum - nicht mit diesem überein, wurden die Daten durch die exzentrische Lage bei der Addition verschmiert und geben nur eine untere Grenze für die Tiefe, d.h. den Betrag der Senke wieder.

Wir nehmen deshalb das Modell für die Mikrowellenabsorption (Abschnitt 4.3), das in Polarkoordinaten (r,φ) dargestellt, aber wegen der sphärischen Symmetrie unabhängig von φ ist, und führen eine Transformation nach (r', φ') durch, indem wir den Koordinatenursprung um den Betrag Δr verschieben. Zuvor falten wir die Verteilung $\Delta T_r(r)$ bzw. $\Delta T_r(\Theta)$ mit einer Gaußfunktion

$$P_n(\Theta) = e^{-(u\Theta)^2} \qquad (6.9)$$

mit $u^2 = 4 \ln 2 / \Theta_{3db}$, die bis zu Werten über 10 dB hinaus hervorragend die Hauptkeule des Antennendiagramms repräsentiert.

Da wir es mit Scans zu tun haben, benutzen wir für die Faltung rechtwinklige Koordinaten und zwar eine nichtscannende, x (hier Azimut), und eine scannende, y (hier Elevation):

$$\Delta T_b(0,y_o) = u^2/\pi \int\int_{-\infty}^{\infty} \Delta T_r(x,y)\; e^{-(ux)^2}\; e^{-u^2(y-y_o)^2}\; dx\; dy \qquad (6.10)$$

(s. z.B. Kraus 1966, Kap.5.4). Als Beispiel für eine der beiden Modellverteilungen setzen wir den analytischen Ausdruck für den isothermen Fall (4.29) mit $r^2=x^2+y^2$ ein:

$$\Delta T_b(0,y_o) = \Delta T_r(0,0)\; u^2/\pi \int\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-(ux)^2}\; e^{-u^2(y-y_o)^2}}{(1+(x^2+y^2)/\theta_c^2)^{3\beta/2-1/2}}\; dx\; dy \qquad (6.11)$$

was wieder aquivalent zu $\Delta T_b(r)$ ist. Die Integration führen wir numerisch als Gauß-Quadratur durch. Die Funktion $\Delta T_b(r)$ ist naturgemäß etwas flacher und in den Flügeln weiter als $\Delta T_r(r)$. Dieser Verschmierungseffekt ist umso größer je kleiner θ_c relativ zu θ_{3dB} ist. Durch den Normierungsfaktor u^2/π ist das Volumen unter beiden Kurven dasselbe.

Die so erhaltene Funktion $\Delta T_b(r)$ oder besser $\Delta T_b(r,\varphi)$ wird mit

$$r^2 = r'^2 + r^2 - 2r'\Delta r \cos\varphi' \qquad (6.12)$$

(s. Abb. 18) transformiert in

$$\Delta T_b(r',\varphi') = \Delta T_b(\Delta r,0)\; f(r^2) \qquad (6.13)$$

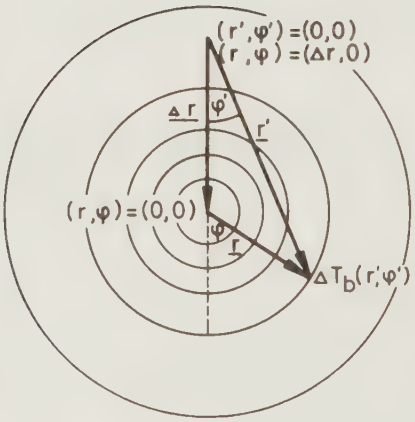


Abb.18: Koordinatensystem (r',φ') mit exzentrischer Lage zur Mikrowellensenke (r,φ)

Die von uns gemessene Verteilung erhalten wir durch Mittelung über alle vorkommenden φ', d.h. alle parallaktischen Winkel, wobei eine Prüfung der Homogenität in der Abdeckung aller Positionswinkel ergeben hat, daß diese auf einige Prozent genau erfüllt ist (vgl. S. 54). Wir berechnen deshalb die gemessene mittlere Verteilung nach

$$\Delta T_b(r') = 1/\pi \int_0^{\pi} \Delta T_b(r',\varphi')\, d\varphi' \qquad (6.14)$$

Alle durchzuführenden numerischen Integrationen, diese Mittelung über die Positionswinkel φ', die Faltung mit der gaußförmigen Antennenfunktion und im adiabatischen Fall auch die Integration des Absorptionseffekts über die Sichtlinie, werden zusammenhängend in einem Programmblock berechnet. Dabei werden die Integrale jeweils für die Argumente berechnet, die als Stützstellen für die nächste Integration dienen. Da diese variabel sind, werden sie im voraus bestimmt, was weniger Rechenzeit in Anspruch nimmt als die unabhängige Entwicklung jeder einzelnen Intergration. Die so für eine Parameterkonfiguration aufgebrachte Rechenzeit beträgt pro Meßwert nur 0.4 min.

Die bei der Anwendung des Modells fest vorgegebenen Parameter sind der gemessene Kernradius θ_c (6.4) und die Keulenhalbwertsbreite θ_{3dB} für die Faltung. Den Abstand Δr des wirklichen Haufenzentrums vom Abell-Zentrum, unserem Koordinatenursprung, betrachten wir zunächst als frei wählbar. Aus der Anpassung der Meßdaten an das Modell erhalten wir dann die Tiefe der Senke $\Delta T_r(0)$ und ihre Ausdehnung, repräsentiert durch den Parameter ß. Dabei haben wir für ß ein gewisses Spektrum von einfachen Zahlenverhältnissen vorgegeben und dann die Temperaturdifferenz bestimmt.

Mit diesem Ergebnis und weiteren Eingabeparametern, nämlich der Rotverschiebung z (Tab. 2), der Hubble-Konstante H_o, (im Prinzip auch dem Verzögerungsparameter q_o) (s. S.37f), der Geschwindigkeitsdispersion der Haufengalaxien $\langle v_r^2 \rangle$ und der ungestörten Temperatur der Hintergrundstrahlung T_r (2.3), gewinnen wir die physikalischen Parameter des Haufengases. Die Gleichungen 4.33, 4.34 und 4.37 liefern uns charakteristische Größen für die Ausdehnung, 4.12 die Gastemperatur, 4.30/4.35 und 4.25 die Gasdichte und 4.18/4.19 die Verteilung der Gasmasse. Die zu erwartende Röntgenleuchtkraft erhalten wir aus 4.52 und 4.53/4.58. Statt eine Annahme für den Wert der Hubble-Konstante zu machen, können wir diese mit Hilfe der gemessenen Röntgenflußdichte F_x (Tab. 2) nach

Gleichung 5.5 berechnen.

Alle diese Größen sind in den Tabellen 7 bis 9 zusammengefaßt, in denen wir die drei Fälle unterscheiden, die sich auf die drei Positionen in Tabelle 2 beziehen. Im Modell 'X' (Tab.7) gehen wir davon aus, daß das Zentrum der Gaswolke in A 2218 korrekt durch das Intensitätsmaximum der Röntgenbeobachtungen wiedergegeben wird (vgl. S.46). Dieses liegt

$$\Delta r = 1!97 \pm 0!17$$

südlich des Abell-Zentrums. Für den Fall, daß die Gaswolke wie die Galaxien auf der cD-Galaxie zentriert ist, geben wir im Modell 'cD' (Tab.8) die Ergebnisse für

$$\Delta r = 1!46 \pm 0!25$$

an. Tabelle 9 schließlich enthält die Werte für das Abell-Zentrum, Modell 'A', bei dem überhaupt keine Koordinatentransformation durchgeführt wurde, also

$$\Delta r = 0$$

ist. Dieser Fall läßt den Vergleich mit punktförmigen Messungen anderer Autoren zu, die das Teleskop meistens auf das Abell-Zentrum gerichtet haben. Bei unserer Meßmethode konnen wir davon ausgehen, daß dies eine minimale Tiefe des Absorptionseffekts ist.

Die Abbildungen 19 bis 21 zeigen die Anpassung der Modelle für $\Delta T_b(r')$ an die Daten (Abb.17) und den Verlauf der Senke $\Delta T_r(r)$, sowie die Faltung $\Delta T_b(r)$ mit der Antennenkeule des 100m-Teleskops. In den Abbildungen 22 bis 24 ist der radiale Verlauf der Haufengasparameter Temperatur, Dichte und Masse dargestellt.

Da die Meßpunkte der Cambridgegruppe entlang einer Linie in A 2218 angeordnet sind (s. Abb.4), wollen wir die gewonnenen Verteilungen mit ihren Daten vergleichen. Wir bringen dazu die Modelle auf die Auflösung des Chilbolton-Teleskops von 4!5. Eine Verschmierung unserer 2.8cm-Karte erlaubt uns, die Meßpunkte für den Beitrag der von uns entdeckten Quellen zu korrigieren (vgl. Schallwich & Wielebinski 1979). Die Abbildungen 25 bis 27, in die die Meßdaten jeweils richtig relativ zum Zentrum unseres Modells eingezeichnet sind, zeigen das Ergebnis. Danach sind die beiden Modelle 'X' und 'cD' konsistent mit den Chilbolton-

Beobachtungen, und die Senke des von uns formal als untere Grenze mitgerechneten Modells 'A' ist hier zu flach.

Tabelle 7
Parameter des Haufengases in A 2218
Modell 'X' (Röntgenzentrum)

	Isothermes Gas	Adiabatisches Gas	Virialmasse
r_c			0.20 ± 0.06 Mpc
ß	1.00 ± 0.25	0.40 ± 0.10	
l(0)	0.42 ± 0.10	0.70 ± 0.09 Mpc	
$r_{1/2}$	0.20 ± 0.10	0.36 ± 0.09 Mpc	
r_x	0.12 ± 0.06	0.32 ± 0.08 Mpc	
r*		1.68 ± 0.42 Mpc	
r_A			2.21 ± 0.02 Mpc
ΔT_r	-7.8 ± 3.1	-4.5 ± 1.4 mK	
ΔT_b(1!18)	-5.7 ± 2.3	-3.9 ± 1.2 mK	
ΔT_b(4!50)	-1.9 ± 0.7	-1.8 ± 0.5 mK	
$\Delta T_r/T_r$	-2.7 ± 1.1	-1.6 ± 0.5 10^{-3}	
T_e	1.4 ± 0.4	3.5 ± 1.3 10^8 K	
	12 ± 4	30 ± 11 keV	
n_e	67 ± 46	9.4 ± 3.0 10^3 m^{-3}	
ρ_{Gas}, ρ_o	130 ± 89	18.2 ± 5.8	470 ± 320 10^{-24} kg m^{-3}
	19 ± 13	2.7 ± 0.9	70 ± 47 10^{14} $M_\odot$ Mpc^{-3}
$m(r_c)$	0.4 ± 0.3	0.09 ± 0.07	1.4 ± 0.6 10^{14} $M_\odot$
$m(r^*)$	4.1 ± 2.2	4.3 ± 2.6	14.8 ± 4.6 10^{14} $M_\odot$
$m(r_A)$	4.7 ± 2.6		17.0 ± 5.8 10^{14} $M_\odot$
$m(r_A')$	5.4 ± 3.2		19.5 ± 6.8 10^{14} $M_\odot$
L_x	234 ± 161	72 ± 68 10^{37} W	
mit η_1	0.33 ± 0.16		
η_2	0.59 ± 0.30		
η	0.20 ± 0.11	1.97 ± 1.60	
H_o	>1	>4 km s^{-1} / Mpc	

1 $M_\odot$ = 1.989 10^{30} kg

Tabelle 8
Parameter des Haufengases in A 2218
Modell 'cD' (cD-Galaxie)

	Isothermes Gas	Adiabatisches Gas	Virialmasse	
r_c			0.20 ± 0.06 Mpc	
ß	1.00 ± 0.25	0.40 ± 0.10		
l(0)	0.42 ± 0.10	0.70 ± 0.09 Mpc		
$r_{1/2}$	0.20 ± 0.10	0.36 ± 0.09 Mpc		
r_x	0.12 ± 0.06	0.32 ± 0.08 Mpc		
r*		1.68 ± 0.42 Mpc		
r_A			2.21 ± 0.02 Mpc	
ΔT_r	-6.1 ± 2.5	-3.7 ± 1.1 mK		
ΔT_b(1!18)	-4.4 ± 1.8	-3.2 ± 1.0 mK		
ΔT_b(4!50)	-1.5 ± 0.6	-1.5 ± 0.4 mK		
$\Delta T_r/T_r$	-2.1 ± 0.9	-1.3 ± 0.4 10^{-3}		
T_e	1.4 ± 0.4	3.5 ± 1.3 10^8 K		
	12 ± 4	30 ± 11 keV		
n_e	53 ± 36	7.7 ± 2.5 10^3 m^{-3}		
ρ_{Gas}, ρ_o	102 ± 70	15.0 ± 4.8	470 ± 320	10^{-24} kg m^{-3}
	15 ± 10	2.2 ± 0.7	70 ± 47	10^{14} $M_\odot$ Mpc^{-3}
$m(r_c)$	0.3 ± 0.2	0.07 ± 0.06	1.4 ± 0.6	10^{14} $M_\odot$
$m(r^*)$	3.2 ± 1.7	3.5 ± 2.1	14.8 ± 4.6	10^{14} $M_\odot$
$m(r_A)$	3.7 ± 2.0		17.0 ± 5.8	10^{14} $M_\odot$
$m(r_A')$	4.2 ± 2.5		19.5 ± 6.8	10^{14} $M_\odot$
L_x	144 ± 99	49 ± 47 10^{37} W		
mit η_1	0.33 ± 0.16			
η_2	0.59 ± 0.30			
η	0.20 ± 0.11	1.97 ± 1.60		
H_o	>2	>6	km s^{-1} / Mpc	

1 $M_\odot$ = 1.989 10^{30} kg

Tabelle 3
Parameter des Haufengases in A 2218
Modell 'A' (Abell-Zentrum)

	Isothermes Gas	Adiabatisches Gas	Virialmasse	
r_c			0.20 ± 0.06	Mpc
ß	0.67 ± 0.07	0.33 ± 0.06		
l(0)	0.66 ± 0.05	0.87 ± 0.06	Mpc	
$r_{1/2}$	0.37 ± 0.05	0.47 ± 0.06	Mpc	
r_x	0.16 ± 0.03	0.41 ± 0.05	Mpc	
r*		2.56 ± 0.64	Mpc	
r_A			2.21 ± 0.02	Mpc
ΔT_r	-2.6 ± 1.0	-2.4 ± 0.7	mK	
ΔT_b(1!18)	-2.2 ± 0.9	-2.2 ± 0.6	mK	
ΔT_b(4!50)	-1.2 ± 0.5	-1.2 ± 0.4	mK	
$\Delta T_r/T_r$	-0.9 ± 0.4	-0.8 ± 0.3	10^{-3}	
T_e	2.1 ± 0.6	4.2 ± 1.6	10^8 K	
	18 ± 6	36 ± 13	keV	
n_e	9.5 ± 6.5	3.3 ± 1.1	10^3 m^{-3}	
ρ_{Gas}, ρ_o	18.5 ± 12.5	6.5 ± 2.1	470 ± 320	10^{-24} kg m^{-3}
	2.7 ± 1.9	1.0 ± 0.3	70 ± 47	10^{14} $M_\odot$ Mpc^{-3}
$m(r_c)$	0.07 ± 0.04	0.03 ± 0.02	1.4 ± 0.6	10^{14} $M_\odot$
$m(r_A)$	2.9 ± 1.6	4.1 ± 2.5	17.0 ± 5.8	10^{14} $M_\odot$
m(r*)	3.4 ± 1.9		18.2 ± 4.6	10^{14} $M_\odot$
$m(r_A')$	4.1 ± 2.4		19.5 ± 6.8	10^{14} $M_\odot$
L_x	17 ± 12	21 ± 20	10^{37} W	
mit η_1	0.26 ± 0.13			
η_2	2.19 ± 1.10			
η	0.57 ± 0.29	4.1 ± 3.3		
H_o	>19	>15	km s^{-1} / Mpc	

1 $M_\odot$ = 1.989 10^{30} kg

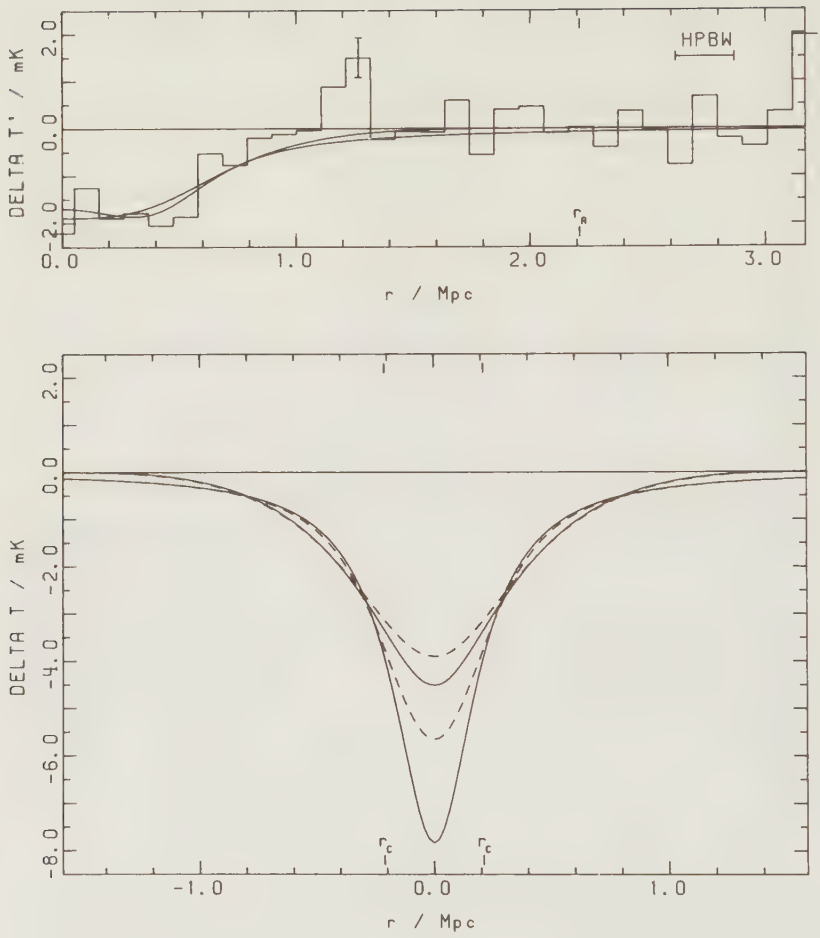


Abb.19: Modell 'X': a) Beste Anpassung an die Meßdaten bei einer Verschiebung des Zentrums um $\Delta r = 1!97$ auf das Röntgenzentrum (r=0: Abell-Zentrum). b) Verlauf der Senke im isothermen (tiefere Kurve) und im adiabatischen Fall und die Faltungen mit der Antennenkeule (---)

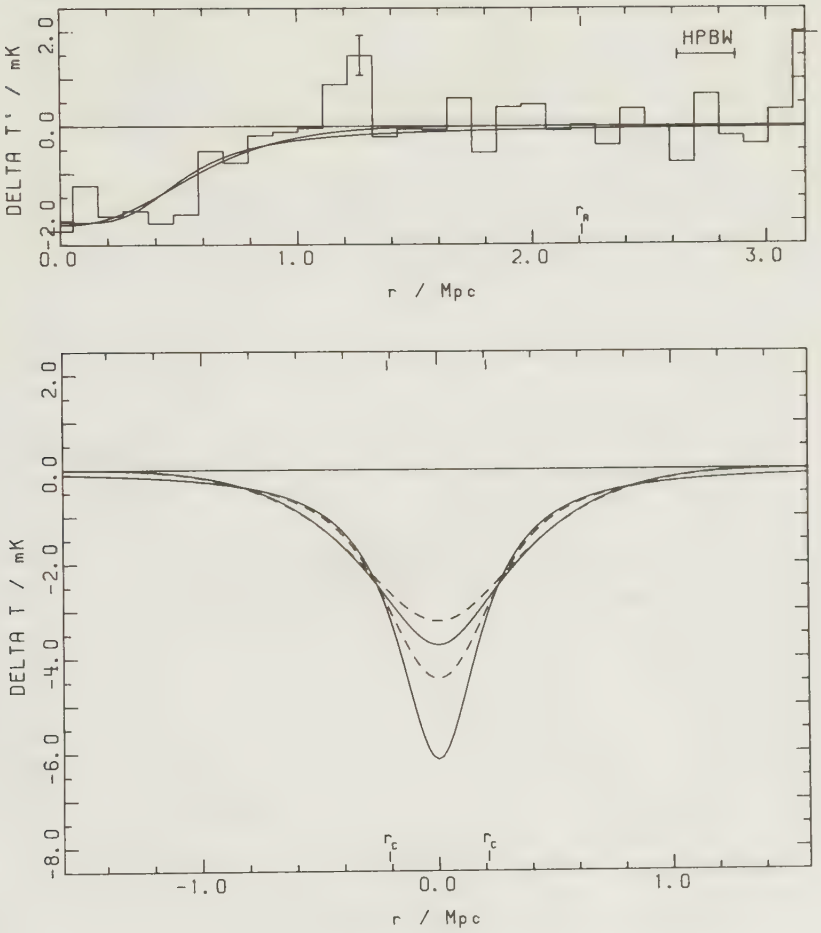


Abb.20: Modell 'cD': a) Beste Anpassung an die Meßdaten bei einer Verschiebung des Zentrums um $\Delta r = 1!46$ auf die cD-Galaxie (r=0: Abell-Zentrum). b) Verlauf der Senke im isothermen (tiefere Kurve) und im adiabatischen Fall und die Faltungen mit der Antennenkeule (---)

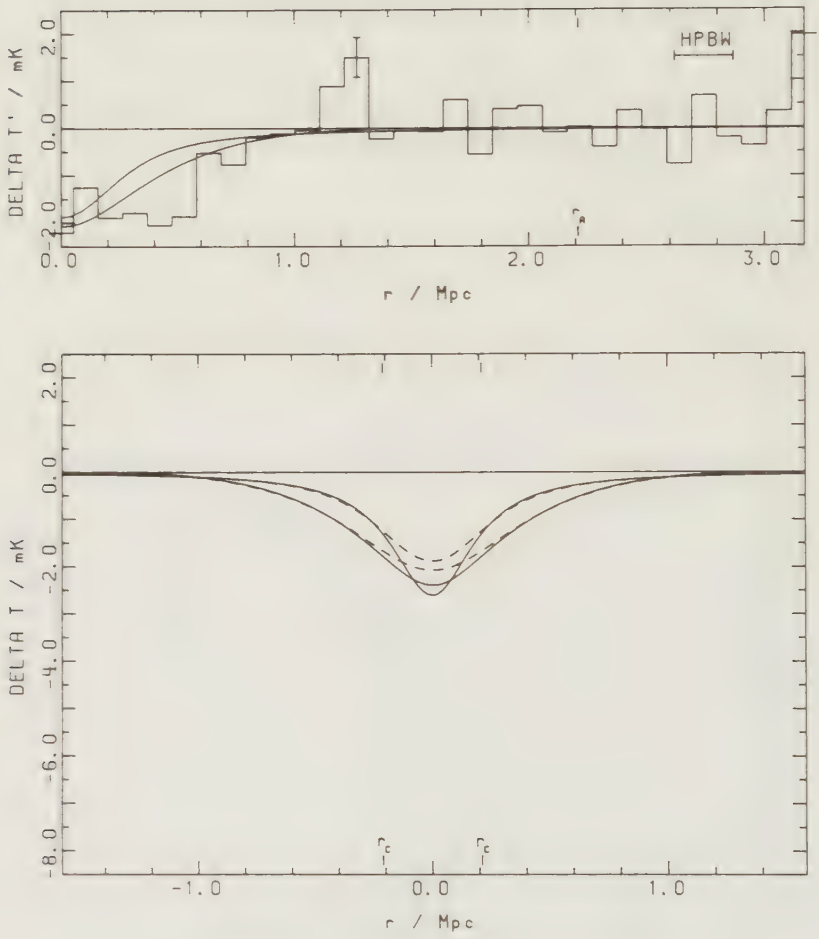


Abb.21: Modell 'A': a) Beste Anpassung an die Meßdaten mit Ursprung im Abell-Zentrum (Δr=0). b) Verlauf der Senke im isothermen (weitere Kurve) und im adiabatischen Fall. Die Faltungen (---) mit der Antennenkeule entsprechen den Kurven im oberen Bild, da hier keine Koordinatentransformation durchgeführt wurde

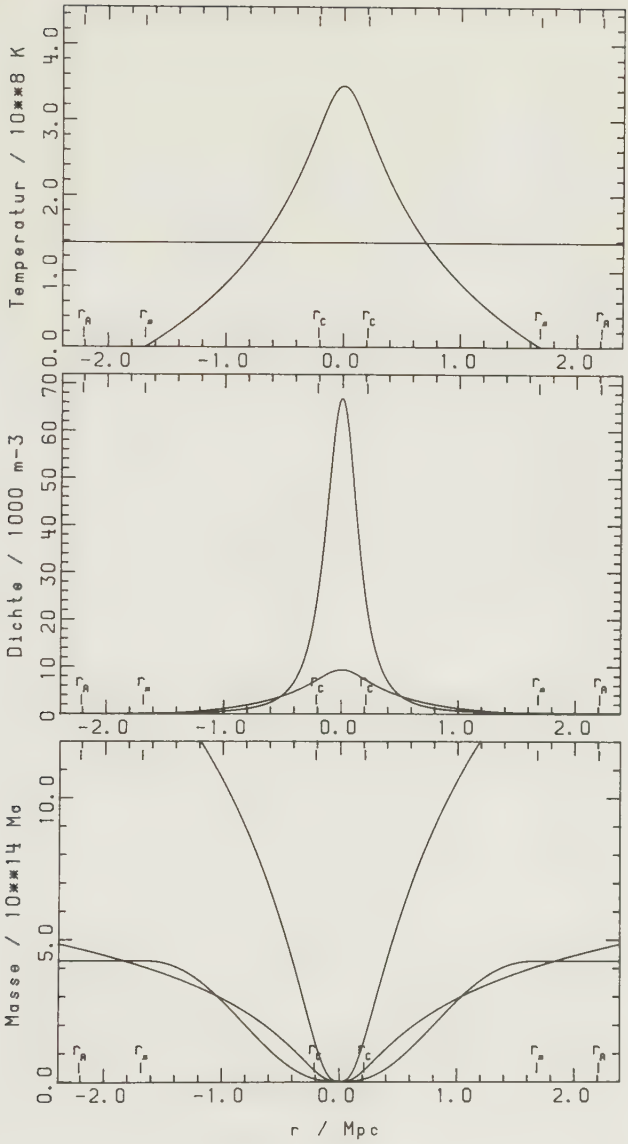


Abb.22: Der radiale Verlauf der Parameter des Haufengases für Modell 'X': Konstante Temperatur im isothermen und Temperaturabfall im adiabatischen Gas (a), Elektronendichte (b, spitze Kurve: isothermer Fall), Gasmasse und zum Vergleich Virialmasse (steile Kurve), die Masse des adiabatischen Gases erreicht bei r* ihr Maximum (c)

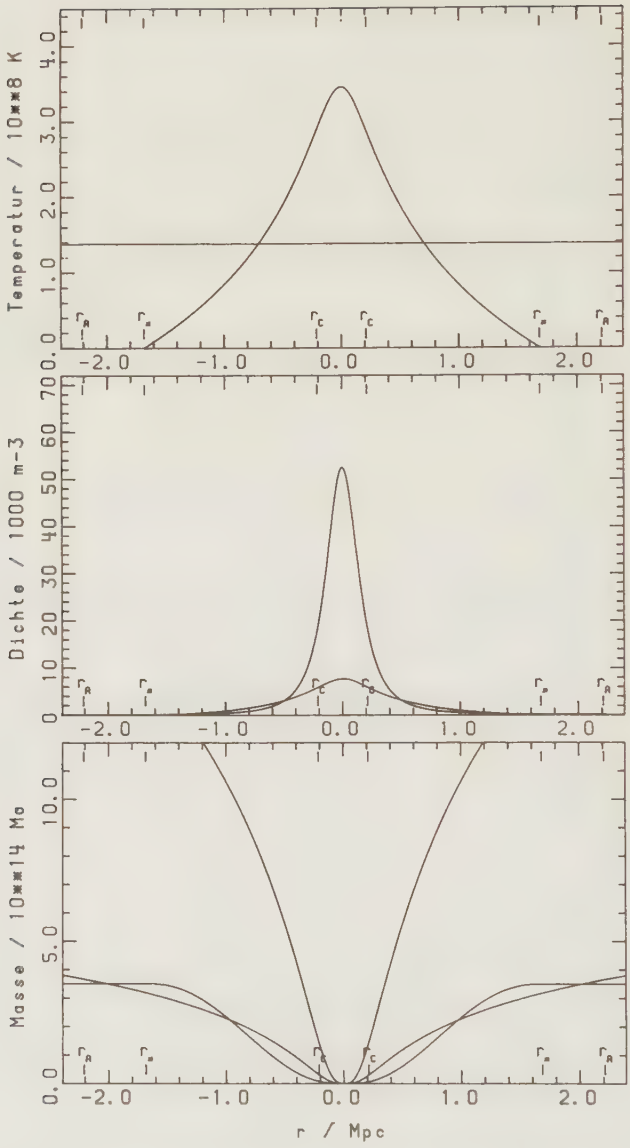


Abb.23: Der radiale Verlauf der Parameter des Haufengases fur Modell 'cD': Temperatur wie im Modell 'X' (a), Elektronendichte und Gasmasse bis auf konstanten Faktor wie bei 'X' (b, c)

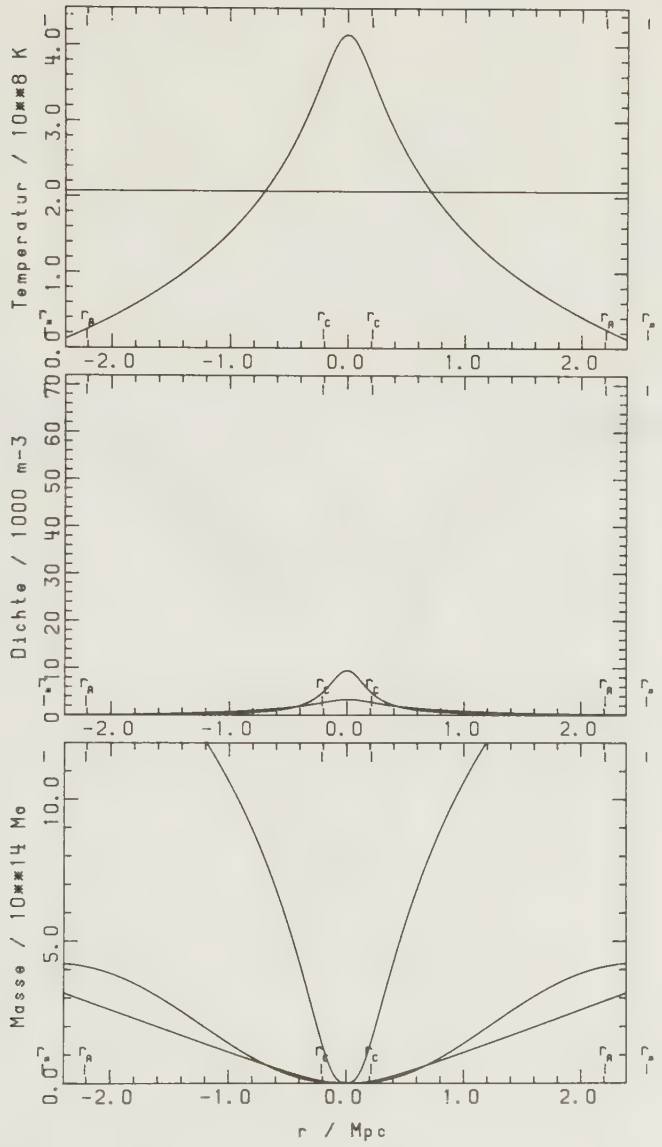


Abb.24: Der radiale Verlauf der Parameter des Haufengases für Modell 'A': Das Gas ist weiter ausgedennt als bei den Modellen 'X' und 'cD', die Temperatur ist höher (a), die Elektronendichte (b) und die Gasmasse steigen langsamer an (c)

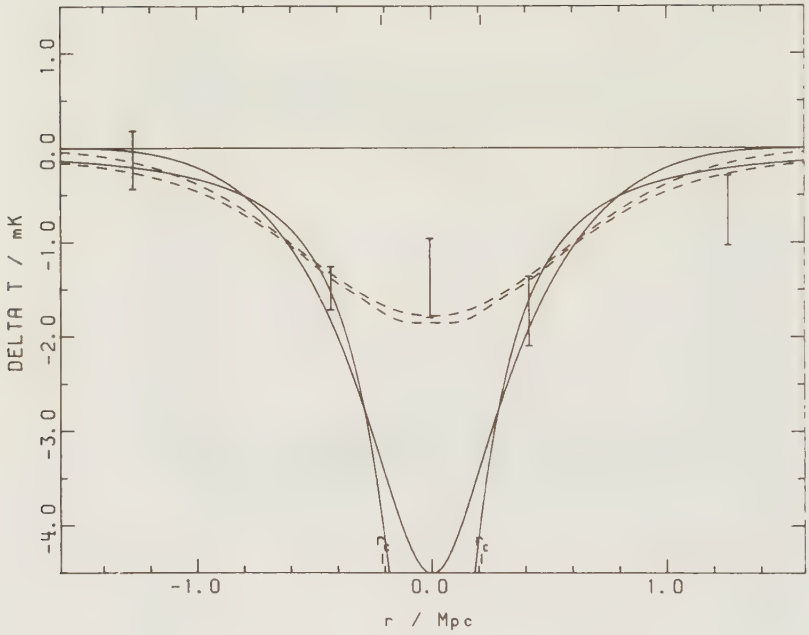


Abb.25: Senke des Modells 'X' (Abb.19), gefaltet mit einer Antennenkeule von 4!5 HPBW (---). Zum Vergleich die für Emission korrigierten Daten von Birkinshaw et al. (1978a) (vgl. Abb.4)

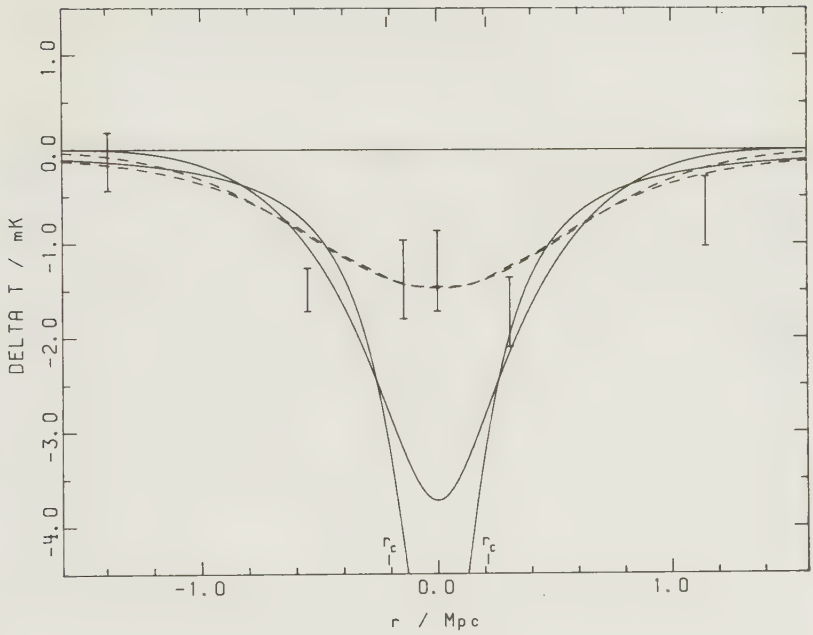


Abb.26: Senke des Modells 'cD' (Abb.20), wie in Abb.25, aber mit dem zusatzlichen Meßwert auf der cD-Galaxie

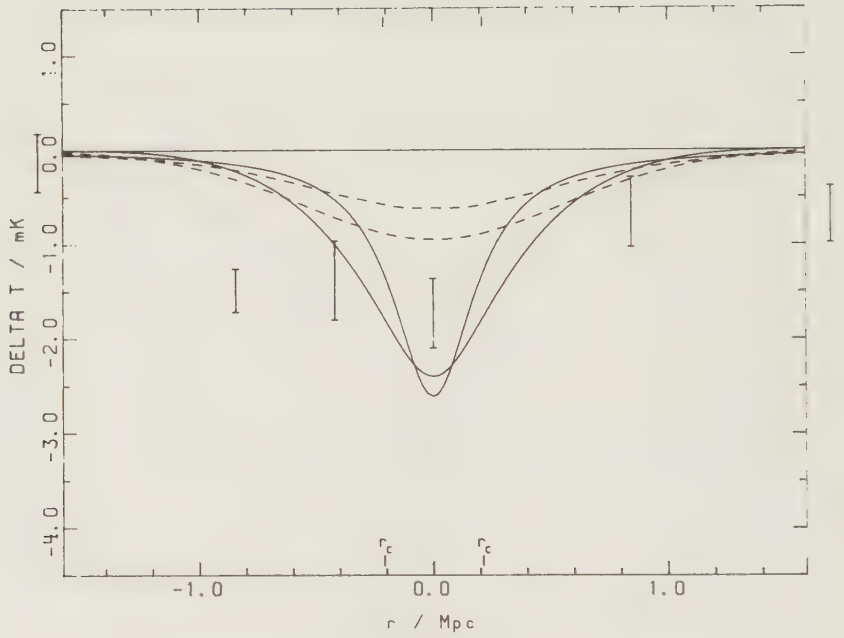


Abb.27: Senke des Modells 'A' (Abb.21), wie in Abb.25

7. Diskussion

Die Messung der Absorption der kosmischen Hintergrundstrahlung ist der erste experimentelle Nachweis dafür, daß diese Strahlung kosmologischen Ursprungs ist, da sie mindestens bis in die Entfernung der Galaxienhaufen reicht. Wir haben diese Absorption in A 2218 gemessen. Ohne die Anwendung irgendeines Modells ermitteln wir bei 10.7 GHz mit einer Auflösung von 1!18 relativ zur Umgebung des Haufens eine mittlere Temperaturdifferenz in einem Bereich von 6' Durchmesser von (6.7)

$$\Delta T_b = -1.84 \pm 0.33 \text{ mK}$$

Das Rauschen ist nicht konfusionsbegrenzt (s. S.73f). Wir haben den Galaxienhaufen in drei Frequenzen kartiert und bei λ2.8 cm die höchste bisher bei dieser Wellenlänge erreichte Empfindlichkeit erzielt. Im Gebiet des Haufens konnten wir mehrere Radioquellen nachweisen und bei der Absorption berücksichtigen, die Korrektur ist jedoch kleiner als die ohnehin gemessene Senke (s. Abb.17). Bereits das nicht entfaltete Meßergebnis liegt um einen Faktor 80 über dem oberen Grenzwert für die in der Hintergrundstrahlung generell erwarteten Fluktuationen kosmologischen Ursprungs (2.4). Den von Syunyayev und Zeldovich 1972 vorhergesagten Effekt haben wir mit fast vierfacher Winkelauflösung und damit mindestens um einen Faktor 3 stärker nachgewiesen als bisher (vgl. S.41).

Die Anwendung des in Kapitel 4 vorgestellten hydrostatischen Modells gibt die Möglichkeit, auf die eigentliche, entfaltete Tiefe ΔT_r zu schließen und die Ausdehnung der Gaswolke zu bestimmen. Im Prinzip können wir ein allgemeines polytropes Gas berechnen, wir geben jedoch nur den isothermen und den adiabatischen Grenzfall wieder. Wegen der Unklarheit über die Lage des Haufenzentrums haben wir die Ergebnisse für alle drei in Frage kommenden Positionen aus Tabelle 2 angegeben (Tab.7-9, Abb.19-21). Die Anpassung an das Modell 'A' im Abell-Zentrum ist bei weitem die schlechteste (vgl. auch S.85). Wir diskutieren sie jedoch als minimalen Absorptionseffekt mit, weil sie nicht von der Koordinatenverschiebung betroffen ist.

Diese Schwierigkeit und die damit verbundene Tatsache, daß der Galaxienkernradius aus dem Optischen nur auf 30% genau bekannt ist

(6.4), außerdem die Unsicherheit in der Geschwindigkeitsdispersion von 15%, die überall mindestens quadratisch eingeht, lassen die Fehlergrenzen bei der Berechnung der Modellparameter beträchtich groß werden. Dennoch ergibt sich ein konsistentes Bild, das sich zum Großteil mit den Erwartungen deckt.

Zunachst einmal liefern die isothermen Modelle generell eine niedrigere Temperatur als die adiabatischen, weil bei gleicher Ausdehnung der Gaswolke, die derjenigen der Galaxienverteilung entspricnt, der Parameter ß um mehr als einen Faktor 2 unterschiedlich ist. Bei den letzeren handelt es sich jedoch um die Zentraltemperatur und ein Blick auf die Abbildungen 22 bis 24 zeigt, daß die mittleren Temperaturen etwa gleich sind. Sie liegen bei $(1-2)\cdot 10^8$ K und entsprechen damit den Temperaturen, die aus den Röntgenbeobachtungen abgeleitet werden.

Die adiabatischen Elektronendichten und auch die isotherme des Modells 'A' liegen im erwarteten Bereich von $(3-10)\cdot 10^3$ m^{-3}. Die aus der Koordinatenverschiebung resultierenden großen Absorptionswerte von über -6 mK im isothermen Grenzfall lassen die Gasdichte hier auf die siebenfachen Werte anwachsen und machen ein isothermes Gas daher weniger wahrscheinlich.

Die Masse des Gases unterscheidet sich dagegen in den beiden Fällen nicht wesentlich von den anderen und macht um 20% der Virialmasse aus. Die Umwandlung des Urgases in Galaxien ist demnach nicht so effektiv gewesen, und ein beträchtlicher Anteil ist noch im intergalaktischen Raum vorhanden oder hat sich in den Potentialtöpfen der Galaxienhaufen angesammelt. Offensichtlich ist dies von Bedeutung für die Theorie der Galaxienbildung (s. Abschn. 2.2).

Die Röntgenstrahlung, die dieses Gas aussendet, hängt vom Quadrat der Dichte ab (4.39) und führt in den isothermen Fallen der Modelle 'X' und 'cD' deshalb zu sehr uberhöhten Leuchtkräften und entsprechend kleinen Hubble-Konstanten. Die Emission des adiabatischen Gases ist wegen der geringeren Dichte wesentlich schwächer, liegt aber immer noch um einen Faktor 3 bis 11 über dem beobachteten Wert. Die Fehler sind allerdings so groß, daß dieser Unterschied nicht als signifikant angesehen werden kann, und wir haben deshalb nur untere Grenzen für den Wert der Hubble-Konstante angegeben. Das Ergebnis ist durchaus konsistent mit dem

angenommenen Wert von 50 km s^{-1} / Mpc.

Wir machen darauf aufmerksam, daß die Bestimmung der Röntgenflußdichte bereits von der Form des Spektrums abhängt und daß verschiedene Autoren mit ein und demselben Instrument um einen Faktor 1.5 verschiedene Ergebnisse erzielen (s. S.46). Es ist uns nicht klar, wie empfindlich die galaktische Absorption der Röntgenstrahlung von der Säulendichte des interstellaren neutralen Wasserstoffs abhängt. Boynton (1981) nimmt einen Wert von $3 \cdot 10^{24}$ m^{-2} an, der nach den Konturlinienkarten von Heiles (1975) auch um 20% oder 30% höher liegen könnte. Der Fehler, den wir mit der Röntgenflußdichte (Tab.2) angeben, bezieht sich lediglich auf die Statistik der Photonenzählrate.

Noch viel dramatischer ist die Absorption, wenn es neutralen Wasserstoff im intergalaktischen Raum gibt. Ungeachtet wie hoch die Säulendichte hier sein mag (vgl. S.11), sie ist direkt proportional zur Entfernung des Haufens, so daß diese nicht unabhängig zu bestimmen ist. Je größer selbst bei gegebenem q_o ($\hat{=}$ gegebener Dichte des Universums) die Hubble-Konstante ist, desto kleiner ist die Entfernung, also sowohl die Röntgenleuchtkraft als auch die Korrektur. Ein Iterationsverfahren sollte also konvergieren, ist aber nur sinnvoll, wenn die Meßdaten eine höhere Genauigkeit haben und eventuell für mehrere Haufen vorhanden sind.

Andererseits wies Tarter (1978) daraufhin, daß schon geringe Mengen eines etwas kühleren ionisierten Gases (10^{4-6} K) in den Haufen selbst durch ihre Bremsstrahlung im Radiobereich den Absorptionseffekt zunichte machen können. Dieses Gas könnte, wie in Abschnitt 1.4 gesagt, eine der Ursachen für die diffuse Strahlung im optischen Bereich sein.

Wir können sagen, daß die hohe Absorption der kosmischen Hintergrundstrahlung im Galaxienhaufen A 2218 keine kühlere Komponente eines ionisierten Gases zuläßt - A 2218 ist damit wahrscheinlich kein Kandidat für diffuse optische Emission -, aber wegen der relativ geringen gemessenen Röntgenleuchtkraft durchaus mit einem neutralen Gas zwischen unserer Galaxis und dem Haufen verträglich ist.

Einen großen Einfluß auf die Höhe des Absorptionseffekts hat eine eventuelle Eigenbewegung des Galaxienhaufens. Durch den Doppler-Effekt "sieht" ein bewegter Haufen in der kosmischen Hintergrundstrahlung eine Anisotropie, die sich für einen Beobachter außerhalb, wenn die Strahlung

im Haufen Thomson-Streuung erfährt, als Temperaturdifferenz bemerkbar macht. Diese ist (einschließlich des Vorzeichens) proportional zur Radialgeschwindigkeit und zur optischen Tiefe des Haufens (Syunyayev & Zeldovich 1972, 1980a). Bei Geschwindigkeiten von einigen tausend km/s sind bereits Abweichungen bis zu einer Größenordnung von ~1 mK zu erwarten (τ>0.01, s. S.21f).

Eine Dipolanisotropie aufgrund eines solchen Doppler-Effekts wurde bezüglich unserer eigenen Galaxis beobachtet, nach der wir uns im Lokalen Superhaufen (s. S.1) mit ca. 500 km/s in Richtung zum Virgohaufen bewegen (Boughn et al. 1981, Gorenstein & Smoot 1981, Fabbri et al. 1980). Der Effekt wäre danach wenigstens "in unserer Umgebung" nicht allzu groß.

Wir machen darauf aufmerksam, daß Diskrepanzen zwischen der Röntgenstrahlung und der Mikrowellenabsorption auch im Falle des Galaxienhaufens A 576 bestehen, in dem Birkinshaw et al. (1981a) wie in A 2218 eine Senke gemessen haben (s. Tab.1). White und Silk (1980) erklären, daß ihre Röntgenbeobachtungen nicht mit einem Gas im Gleichgewichtszustand vereinbar sind und daß eine Temperaturdifferenz von ~1 mK bereits nicht damit in Einklang zu bringen ist.

Hieraus und aus unseren eigenen Messungen schließen wir, daß auch andere als hydrostatische Modelle in Zukunft bei der Interpretation eines heißen Haufengases relevant sein werden und weitere Effekte Berücksichtigung finden müssen, wenn sowohl Radio- als auch Röntgenbeobachtungen mit höherer Empfindlichkeit eine genaue Differenzierung zulassen. Aus der Faltung mit der Antennenkeule eines 25m-Teleskops (Abb.25-27) wird deutlich, daß die Auflösung des Effelsberg-Teleskops notwendig ist, um zwischen isothermen und adiabatischen Modellen unterscheiden zu können (vgl. Abb.19-21).

In A 2218 sind weitere Messungen in allen drei Spektralbereichen notwendig, um die geforderte Genauigkeit zu erreichen: Optische Spektren für die Geschwindigkeitsdispersion der Galaxien, tiefe Photoplatten für ihre Verteilung, Radioscans an verschiedenen Positionen für den Syunyayev-Zeldovich-Effekt, lange belichtete Röntgenbilder und Spektren für die Charakteristik der Bremsstrahlung. A 2218 mit seiner hohen Galaxiendichte ist sicher kein Durchschnittshaufen, so daß der Syunya-

yev-Zeldovich-Effekt nicht in jedem Röntgenhaufen meßbar sein wird, es gibt jedoch weitere Kandidaten wie A 576, A 665 oder A 1146, die ähnliche Merkmale besitzen und für diese Untersuchungen ebenfalls in Frage kommen. Radiountersuchungen dieser Haufen haben wir bereits begonnen (Schallwich & Reinhardt 1982) und Röntgenbeobachtungen mit dem europäischen Satelliten EXOSAT beantragt.

Literaturverzeichnis

Abell, G.O.: 1958, Astrophys. J. Suppl. 3, 211-288

Abell, G.O.: 1974, IAU Symp. 63, 79-92

Alpher, R.A., Herman, R.C.: 1948, Nature 162, 774-775

Altenhoff, W.J., Downes, D., Pauls, T., Schraml, J.: 1978, Astron. Astrophys. Suppl. 35, 23-54

Andernach, H., Schallwich, D., Haslam, C.G.T., Wielebinski, R.: 1981, Astron. Astrophys. Suppl. 43, 155-182

Andernach, H., Waldthausen, H., Wielebinski, R.: 1980, Astron. Astrophys. Suppl. 41, 339-394

Baars, J.W.M., Genzel, R., Pauliny-Toth, I.I.K., Witzel, A.: 1977, Astron. Astrophys. 61, 99-106

Bahcall, N.A.: 1972, Astron. J. 77, 550-556

Bahcall, N.A.: 1975, Astrophys. J. 198, 249-254

Bahcall, N.A.: 1977, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 15, 505-540

Baier, F.W.: 1978, Astron. Nachr. 299, 311-323

Bautz, L.P., Morgan, W.W.: 1970, Astrophys. J. 162, L149-L153

Birkinshaw, M., Gull, S.F., Moffet, A.T.: 1981b, Astrophys. J. 251, L69-L73

Birkinshaw, M., Gull, S.F., Northover, K.J.E.: 1978a, Nature 275, 40-41

Birkinshaw, M., Gull, S.F., Northover, K.J.E.: 1978b, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 185, 245-262

Birkinshaw, M., Gull, S.F., Northover, K.J.E.: 1981a, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 197, 571-592

Birkinshaw, M.: 1978, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 184, 387-396

Birkinshaw, M.: 1979, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 187, 847-862

Birkinshaw, M.: 1980, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 190, 793-799

Bontz, R.J., Price, R.H., Haugan, M.P.: 1981, Astrophys. J. 246, 592-611

Boughn, S.P., Cheng, E.S., Wilkinson, D.T.: 1981, Astrophys. J. 243, L113-L117

Boynton, P.: 1978, IAU Symp. 79, 317-326

Boynton, P.E., Radford, S.J.E., Schommer, R.A., Murray, S.S.: 1982, Astrophys. J. 257, 473-486

Boynton, P.E.: 1981, in: Proc. HEAD/AAS Meeting on X-ray Astronomy Cambridge, Mass. 1980 (Astrophys. Space Sci. Library 87: "X-ray Astronomy With the Einstein Satellite"), R. Giacconi (ed.), Reidel, Dordrecht, S.297-309

Bridle, A.H., Fomalont, E.B., Miley, G.K., Valentijn, E.A.: 1979, Astron. Astrophys. 80, 201-211

Bridle, A.H., Fomalont, E.B.: 1976, Astron. Astrophys. 52, 107-113

Cavaliere, A., de Zotti, G., Danese, L.: 1979, Astron. Astrophys. 75, 322-325

Cavaliere, A., Fusco-Femiano, R.: 1976, Astron. Astrophys. 49, 137-144

Cavaliere, A., Fusco-Femiano, R.: 1978, Astron. Astrophys. 78, 677-684

Danese, L., de Zotti, G.: 1980a, Astron. Astrophys. 84, 364-365

Danese, L., de Zotti, G.: 1980b, Astron. Astrophys. 87, 303-306

Davis, M., Boynton, P.: 1980, Astrophys. J. 237, 365-370

de Vaucouleurs, G.: 1956, Vistas Astron. 2, 1584-1606

Dicke, R.H., Peebles, P.J.E., Roll, P.G., Wilkinson, D.T.: 1965, Astrophys. J. 142, 414-419

Doroshkevich, A.G., Zeldovich, Ya.B., Syunyayev, R.A.: 1978, Astron. Zh. 55, 913-921, engl. Übers.: Soviet Astron. 22, 523-528 (1979)

Dressler, A., Spinrad, H.: 1981 (private Mitteilung)

Dressler, A.: 1978a, Astrophys. J. 222, 23-28

Dressler, A.: 1978b, Astrophys. J. 223, 765-787

Dressler, A.: 1978c, Astrophys. J. 226, 55-69

Emden, R.: 1907, Gaskugeln: Anwendungen der mechanischen Wärmetheorie auf kosmologische und meteorologische Probleme, Teubner, Leipzig

Emerson, D.T., Klein, U., Haslam, C.G.T.: 1979, Astron. Astrophys. 76, 92-105

Fabbri, R., Guidi, I., Melchiorri, F., Natale, V.: 1980, Phys. Rev. Lett. 44, 1563-1566, 45, 401

Fabbri, R., Melchiorri, F., Natale, V.: 1978, Astrophys. Space Sci. 59, 223-236

Faber, S.M., Dressler, A.: 1977, Astron. J. 82, 187-192, 241-247

Gamow, G.: 1948, Nature 162, 680-682

Giacconi, R., Branduardi, G., Briel, U., Epstein, A., Fabricant, D., Feigelson, E., Forman, W., Gorenstein, P., Grindlay, J., Gursky, H., Harnden, F.R., Henry, J.P., Jones, C., Kellogg,

E., Koch, D., Murray, S., Schreier, E., Seward, F., Tananbaum, H., Topka, K., van Speybroek, L., Holt, S.S., Becker, R.H., Boldt, E.A., Serlemitsos, P.J., Clark, G., Canizares, C., Markert, T., Novick, R., Helfand, D., Long, K.: 1979, Astrophys. J. 230, 540-550

Gisler, G.R., Miley, G.K.: 1979, Astron. Astrophys. 76, 109-119

Gorenstein, M.V., Smoot, G.F.: 1981, Astrophys. J. 244, 361-381

Gorenstein, P., Fabricant, D., Topka, K., Tucker, W.H., Harnden, F.R.: 1977, Astrophys. J. 216, L95-L99

Gorenstein, P., Fabricant, D., Topka, K., Harnden, F.R., Tucker, W.H.: 1978, Astrophys. J. 224, 718-723, P6

Gorenstein, P., Fabricant, D., Topka, K., Harnden, F.R.: 1979, Astrophys. J. 230, 26-34

Gould, R.J.: 1980, Astrophys. J. 238, 1026-1033, 243, 677 (1981)

Grindlay, J.E., Parsignault, D.R., Gursky, H., Brinkman, A.C., Heise, J., Harris, [illegible], L57-L60

Gull, S.F., Northover, K.J.E.: 1976, Nature 263, 572-573

Gunn, J.E., Peterson, B.A.: 1965, Astrophys. J. 142, 1633-1636

Gursky, H., Kellogg, E., Murray, S., Leong, C., Tananbaum, H., Giacconi, R.: 1971, Astrophys. J. 167, L81-L84, PL1

Gursky, H., Solinger, A., Kellogg, E., Murray, S., Tananbaum, H., Giacconi, R., Cavaliere, A.: 1972, Astrophys. J. 173, L99-L104

Haslam, C.G.T., Kronberg, P.P., Waldthausen, H., Wielebinski, R., Schallwich, D.: 1978, Astron. Astrophys. Suppl. 31, 99-119

Haslam, C.G.T.: 1974, Astron. Astrophys. Suppl. 15, 333-338

Heiles, C.: 1975, Astron. Astrophys. Suppl. 20, 37-55

Holmberg, E.: 1937, Ann. Obs. Lund 6, 1-173

Hubble, E.: 1926, Astrophys. J. 63, 236-274, P14-17

Hubble, E.: 1929, Astrophys. J. 69, 103-158, P3-8

Hubble, E.: 1930, Astrophys. J. 71, 231-276

Hubble, E.: 1934, Astrophys. J. 79, 8-76

Jansky, K.G.: 1932, Proc. Inst. Radio Engrs. 20, 1920-1932

Jones, B.J.T.: 1980, Phys. Scripta, 21, 732-737

Jones, C., Forman, W.: 1978, Astrophys. J. 224, 1-13

Jones, C., Mandel, E., Schwarz, J., Forman, W., Murray, S.S., Harnden, F.R.: 1979, Astrophys. J. 234, L21-L25, PL6/7

Jones, C.: 1980, in: Proc. NATO Advanced Study Institute Erice 1979 (C60: "X-ray Astronomy"), R. Giacconi, G. Setti (eds.), Reidel, Dordrecht, S.153-170

Karzas, W.J., Latter, R.: 1961, Astrophys. J. Suppl. 6, 167-212

Kellogg, E., Baldwin, J.R., Koch, D.: 1975, Astrophys. J. 199, 299-306

Kellogg, E., Murray, S.: 1974, Astrophys. J. 193, L57-L60

King, I.R.: 1962, Astron. J. 67, 471-485

King, I.R.: 1966, Astron. J. 71, 64-75

King, I.R.: 1972, Astrophys. J. 174, L123-L125

Klein, U., Emerson, D.T.: 1981, Astron. Astrophys. 94, 29-44

Kompaneets, A.S.: 1956, Zh. Eksperim. Teor. Fiz. 31, 876-885, engl. Übers.: Soviet Phys. JETP 4, 730-737 (1957)

Koo, D.C.: 1981, Astrophys. J. 251, L75-L79, PL1

Kraus, J.D.: 1966, Radio Astronomy, McGraw-Hill, New York

Kristian, J., Sandage, A., Westphal, J.A.: 1978, Astrophys. J. 221, 383-394

Kronberg, P.P.: 1977 (private Mitteilung)

Kühr, H., Witzel, A., Pauliny-Toth, I.I.K., Nauber, U.: 1981, Astron. Astrophys. Suppl. 45, 367-430

Lake. G., Partridge, R.B.: 1977, Nature 270, 502

Lake. G., Partridge, R.B.: 1980, Astrophys. J. 237, 378-389

Leir, A.A., van den Bergh, S.: 1977, Astrophys. J. Suppl. 34, 381-403

Lorenz, D., Reinhardt, M.: 1979, Naturwissenschaften 66, 390-402

Malina, R., Lampton, M., Bowyer, S.: 1976, Astrophys. J. 209, 678-686

Markert, T.H., Winkler, P.F., Laird, F.N., Clark, G.W., Hearn, D.R., Sprott, G.F., Li, F.K., Bradt, V., Lewin, W.H., Schnopper, H.W.: 1979, Astrophys. J. Suppl. 39, 573-632

Mattila, K.: 1977, Astron. Astrophys. 60, 425-430

McHardy, I.M., Lawrence, A., Pye, J.P., Pounds, K.A.: 1981, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 197, 893-919

McHardy, I.M.: 1978, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 184, 783-799

Minkowski, R.L., Abell, G.O.: 1963, in: Stars and Stellar Systems III ("Basic Astronomical Data"), K.A. Strand (ed.), Univ. Chicago Press, Chicago, S.481-487

Mitchell, R.J., Charles, P.A., Culhane, J.L., Davison, P.J.N., Fabian, A.C.: 1975, Astrophys. J. 200, L5-L8

Mitchell, R.J., Culhane, J.L., Davison, P.J.N., Ives, J.C.: 1976, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 175, 29p-34p

Mitchell, R.J., Culhane, J.L.: 1977, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 178, 75p-80p

Mitchell, R.J., Dickens, R.J., Bell Burnell, S.J., Culhane, J.L.: 1979, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 189, 329-361

Mushotzky, R.F., Serlemitsos, P.J., Smith, B.W., Boldt, E.A., Holt, S.S.: 1978, Astrophys. J. 225, 21-39

Mushotzky, R.F.: 1980, in: Proc. NATO Advanced Study Institute Erice 1979 (C60: "X-ray Astronomy"), R. Giacconi, G. Setti (eds.), Reidel, Dordrecht, S.171-179

Ozernoy, L.M., Reinhardt, M.: 1976, Astron. Astrophys. 52, 31-42

Ozernoy, L.M., Reinhardt, M.: 1979, Astrophys. Space Sci. 60, 267-275

Ozernoy, L.M.: 1978, IAU Symp. 79, 427-438

Partridge, R.B.: 1980, Phys. Scripta 21, 624-629

Parysky, Yu.N.: 1972, Astron. Zh. 49, 1322-1323, engl. Übers.: Soviet Astron. 16, 1048 (1973)

Parysky, Yu.N.: 1973, Astrophys. J. 180, L47-L48, 188, L113 (1974)

Peebles, P.J.E., Yu, J.T.: 1970, Astrophys. J. 162, 815-836

Peebles, P.J.E.: 1968, Astrophys. J. 153, 1-11

Penzias, A.A., Wilson, R.W.: 1965, Astrophys. J. 142, 419-421

Perola, G.C., Reinhardt, M.: 1972, Astron. Astrophys. 17, 432-436

Perrenod, S.C., Henry, J.P.: 1981, Astrophys. J. 247, L1-L4

Perrenod, S.C., Lada, C.J.: 1979, Astrophys. J. 234, L173-L175

Pomraning, G.C.: 1973, The Equations of Radiation Hydrodynamics, Pergamon, Oxford

Ricketts, M.J.: 1979, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 187, 303

Rood, H.J., Page, T.L., Kintner, E.C., King, I.R.: 1972, Astrophys. J. 175, 627-647

Rood, H.J., Sastry, G.N.: 1971, Publ. Astron. Soc. Pacific 83, 313-319

Rood, H.J.: 1981, Rep. Prog. Phys. 44, 1077-1122

Rudnick, L., Owen, F.N.: 1977, Astron. J. 82, 1-20, 93-97

Rudnick, L.: 1978, Astrophys. J. 223, 37-46

Ryle, M., Windram, M.D.: 1968, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 138, 1-21

Sarazin, C.L., Bahcall, J.N.: 1977, Astrophys. J. Suppl. 34, 451-467

Sastry, G.N., Rood, H.J.: 1971, Astrophys. J. Suppl. 23, 371-419

Schallwich, D., Reinhardt, M.: 1982, "A Radio Survey of Clusters of Galaxies. VI. 11.1 cm Observations of Clusters With Proposed Microwave Background Absorption" (in Vorbereitung)

Schallwich, D., Wielebinski, R.: 1979, Astron. Astrophys. 71, L15-L16

Schallwich, D.: 1978, "Ausgedehnte Radioquellen in Abell-Galaxienhaufen", Univ. Bochum (Diplomarbeit)

Schnur, G.F.O., Mattila, K.: 1979, Mitt. Astron. Ges. 45, 196-198

Schnur, G.F.O., Schallwich, D., Mattila, K., Wielebinski, R.: 1982, "Detection of Diffuse Optical Emission in the X-ray Cluster Abell 1146" (in Vorbereitung)

Schnur, G.F.O.: 1980, in: Proc. ESO Workshop on Two Dimensional Photometry Noordwijkerhout 1979, P. Crane, K. Kjär (eds.), ESO Garching, S.365-374

Serlemitsos, P.J., Smith, B.W., Boldt, E.A., Holt, S.S., Swank, J.H.: 1977, Astrophys. J. 211, L63-L66

Sieber, W., Haslam, C.G.T., Salter, C.J.: 1979, Astron. Astrophys. 74, 361-368

Silk, J., Wilson, M.L.: 1980, Phys. Scripta, 21, 708-713

Silk, J.: 1974a, IAU Symp. 63, 175-193

Silk, J.: 1974b, Astrophys. J. 194, 215-222

Silk, J.: 1980, The Big Bang: The Creation and Evolution of the Universe, Freeman, San Francisco

Stark, R.F.: 1981, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 195, 127-141

Syunyayev, R.A., Zeldovich, Ya.B.: 1970, Astrophys. Space Sci. 7, 20-30

Syunyayev, R.A., Zeldovich, Ya.B.: 1972, Comments Astrophys. Space Phys. 4, 173-178

Syunyayev, R.A., Zeldovich, Ya.B.: 1980a, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 190, 413-420

Syunyayev, R.A., Zeldovich, Ya.B.: 1980b, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 18, 537-560

Syunyayev, R.A.: 1974, IAU Symp. 63, 167-173

Syunyayev, R.A.: 1977, IAU Symp. 74, 327-334

Syunyayev, R.A.: 1980, Pisma Astron. Zh. 6, 387-393, engl. Übers.: Soviet Astron. Letters 6, 213-216 (1981)

Tarter, J.C.: 1978, Astrophys. J. 220, 749-755

Thuan, T.X., Kormendy, J.: 1977, Publ. Astron. Soc. Pacific 89, 466-473

Valentijn, E.A.: 1978, Astron. Astrophys. 68, 449-453

van den Bergh, S.: 1977, Vistas Astron. 21, 71-92

Waldthausen, H.: 1980, "Nachweis und Eigenschaften von schwacher, ausgedehnter Radioemission in Abell-Galaxienhaufen bei hohen Frequenzen", Univ. Bonn (Dissertation)

Weinberg, S.: 1972, Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity, Wiley, New York

Weiss, R.: 1980, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 18, 489-535

Wesson, P.S., Lermann, A.: 1977, Astrophys. Space Sci. 46, 327-334, 335-339

Wesson, P.S.: 1980, Astron. Astrophys. 90, 1-7

Weymann, R.: 1965, Phys. Fluids 8, 2112-2114

Weymann, R.: 1966, Astrophys. J. 145, 560-571

White, S.D.M., Silk, J., Henry, J.P.: 1981, Astrophys. J. 251, L65-L68

White, S.D.M., Silk, J.: 1980, Astrophys. J. 241, 864-874

Wielebinski, R.: 1980, "100m Telescope Performance", MPIfR Bonn (interne Mitteilung)

Wilkinson, D.T.: 1980, Phys. Scripta 21, 606-609

Wilson, A.G.: 1952, Trans. IAU 8, 335-336

Wilson, R.W.: 1980, Phys. Scripta 21, 599-605

Woody, D.P., Richards, P.L.: 1981, Astrophys. J. 248, 18-37

Wright, E.L.: 1981, Astrophys. J. 232, 348-351

Zeldovich, Ya.B., Kurt, V.G., Syunyayev, R.A.: 1968, Zh. Eksperim. Teor. Fiz. 55, 278-286, engl. Übers.: Soviet Phys. JETP 28, 146-150 (1969)

Zeldovich, Ya.B., Levich, E.V.: 1968, Zh. Eksperim. Teor. Fiz. 55, 2423-2429, engl. Übers.: Soviet Phys. JETP 28, 1287-1290 (1969)

Zeldovich, Ya.B., Levich, E.V.: 1970, Pisma Zh. Eksperim. Teor. Fiz. 11, 57-60, engl. Übers.: Soviet Phys. JETP Letters 11, 35-38

Zeldovich, Ya.B., Syunyayev, R.A.: 1969, Astrophys. Space Sci. 4, 285-300, 301-316

Zeldovich, Ya.B., Syunyayev, R.A.: 1970a, Astrophys. Space Sci. 6, 358-376, engl. Übers.: 7, 3-19

Zeldovich, Ya.B., Syunyayev, R.A.: 1970b, Astrophys. Space Sci. 9, 353-367, 368-382

Zwicky, F., Herzog, E., Wild, P., Karpowicz, M., Kowal, C.T.: 1961-1968, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies I-VI, Offsetdruck L. Speich, Zürich

Zwicky, F.: 1957, Morphological Astronomy, Springer, Berlin

Autorenverzeichnis

Abell 1,2,27,44f
Alpher 8
Altenhoff 63
Andernach 63,74

Baars 57
Bahcall, J.N. 31
Bahcall, N.A. 3,26f,48
Baier 3
Baldwin, s. Kellogg 33
Bautz 44
Becker, s. Giacconi 6
Bell Burnell, s. Mitchell 5
Birkinshaw 4,38,40,44ff,62,64,94
Boldt, s. Giacconi 6
-, s. Mushotzky 5
-, s. Serlemitsos 5
Bontz 10
Boughn 94
Bowyer, s. Malina 5
Boynton 11,45f,48,93
Bradt, s. Markert 5
Branduardi, s. Giacconi 6
Bridle 4
Briel, s. Giacconi 6
Brinkman, s. Grindlay 4

Canizares, s. Giacconi 6
Cavaliere 29,31,38
-, s. Gursky 5
Charles, s. Mitchell 5
Cheng, s. Boughn 94
Clark, s. Giacconi 6
-, s. Markert 5
Culhane 5
-, s. Mitchell 5

Danese 9f
-, s. Cavaliere 38
Davis 11
Davison, s. Mitchell 5
de Vaucouleurs 1
de Zotti 9f
-, s. Cavaliere 38
Dicke 8
Dickens, s. Mitchell 5
Doroshkevich (Doroschkewitsch) 11
Downes, s. Altenhoff 63
Dressler 3,27,44ff

Emden 26
Emerson 49,56,60
Epstein, s. Giacconi 6

Fabbri 23,94
Faber 3
Fabian, s. Mitchell 5
Fabricant, s. Giacconi 6
-, s. Gorenstein, P. 5
Feigelson, s. Giacconi 6
Fomalont 4
Forman 5
-, s. Giacconi 6
-, s. Jones, C. 6,46
Fusco-Femiano 29,31

Gamow 8
Genzel, s. Baars 57
Giacconi 6
-, s. Gursky 5
Gisler 4
Gorenstein, M.V. 94
Gorenstein, P. 5
-, s. Giacconi 6
Gould 33ff
Grindlay 4
-, s. Giacconi 6
Guidi, s. Fabbri 94
Gull 40,44
-, s. Birkinshaw 40ff,45,94
Gunn 11
Gursky 5
-, s. Giacconi 6
-, s. Grindlay 4

Harnden, s. Giacconi 6
-, s. Gorenstein, P. 5
-, s. Jones, C. 6,46
Harris, s. Grindlay 4
Haslam 4,56
-, s. Andernach 63
-, s. Emerson 49,60
-, s. Sieber 63
Haugan, s. Bontz 10
Hearn, s. Markert 5
Heiles 93
Heise, s. Grindlay 4
Helfand, s. Giacconi 6
Henry 46
-, s. Giacconi 6
-, s. White 43
Herman 8
Herzog, s. Zwicky 2
Holmberg 1
Holt, s. Giacconi 6
-, s. Mushotzky 5
-, s. Serlemitsos 5
Hubble 1,26

Ives, s. Mitchell 5

Jansky 8
Jones, B.J.T. 11
Jones, C. 5f,46
-, s. Giacconi 6

Kant 1
Karpowicz, s. Zwicky 2
Karzas 33
Kellogg 5,33
-, s. Giacconi 6
-, s. Gursky 5
King 26f
-, s. Rood 3
Kintner, s. Rood 3,27
Klein 56
-, Emerson 49,60
Koch, s. Giacconi 6
-, s. Kellogg 33
Kompaneets (Kompaneez) 12f,16,20
Koo 42
Kormendy 6
Kowal, s. Zwicky 2
Kraus 76
Kristian 44,65
Kronberg 6
-, s. Haslam 4
Kühr 57
Kurt, s. Zeldovich 10

Lada 42
Laird, s. Markert 5
Lake 42,44
Lampton, s. Malina 5
Latter 33
Lawrence, s. McHardy 45
Leir 44
Leong, s. Gursky 5
Lermann 3
Levich 13
Lewin, s. Markert 5
Li, s. Markert 5
Long, s. Giacconi 6
Lorenz 9

Malina 5
Mandel, s. Jones, C. 6,46
Markert 5
-, Giacconi 6
Mattila 6
-, s. Schnur 7
McHardy 5,45
Melchiorri, s. Fabbri 23,94
Miley 4
-, s. Bridle 4
Minkowski 1
Mitchell 5
Moffet, s. Birkinshaw 42
Morgan 44
Murray 5
-, s. Boynton 48
-, s. Giacconi 6
-, s. Gursky 5
-, s. Jones, C. 6,46
Mushotzky 5f

Natale, s. Fabbri 23,94
Nauber, s. Kühr 57
Northover 40,44
-, s. Birkinshaw 40f,45,94
Novick, s. Giacconi 6

Owen 45
Ozernoy (Osernoi) 3,10

Page, s. Rood 3,27
Parsignault, s. Grindlay 4
Partridge 11,42,44
Parysky (Pariiskii) 40
Pauliny-Toth, s. Baars 57
-, s. Kühr 57
Pauls, s. Altenhoff 63
Peebles 10f
-, s. Dicke 8
Penzias 8
Perola 5
Perrenod 42,46
Peterson 11
Pomraning 14
Pounds, s. McHardy 45
Price, s. Bontz 10
Pye, s. McHardy 45

Radford, s. Boynton 48
Reinhardt 3,5,9,95
Richards 10
Ricketts 45
Roll, s. Dicke 8
Rood 3,27,44,47
Rudnick 42,45
Ryle 4

Salter, s. Sieber 63
Sandage, s. Kristian 44,65

Sarazin 31
Sastry 44,47
Schallwich 5,12,48f,56,63,78,95
-, s. Andernach 63
-, s. Haslam 4
-, s. Schnur 7
Schnopper, s. Markert 5
Schnur 6f
Schommer, s. Boynton 48
Schraml, s. Altenhoff 63
Schreier, s. Giacconi 6
Schwarz, s. Jones, C. 6,46
Serlemitsos 5
-, s. Giacconi 6
Seward, s. Giacconi 6
Sieber 63
Silk 8f,11,94
-, s. White 43
Smith, s. Mushotzky 5
-, s. Serlemitsos 5
Smoot 94
Solinger, s. Gursky 5
Spinrad 45
Sprott, s. Markert 5
Stark 11
Swank, s. Serlemitsos 5
Syunyayev (Sjunjajew) 9ff,22f,91,94
-, s. Doroshkevich 11

Tananbaum, s. Giacconi 6
-, s. Gursky 5
Tarter 93
Thuan 6
Topka, s. Giacconi 6
-, s. Gorenstein, P. 5
Tucker, s. Gorenstein, P. 5

Valentijn 4
-, s. Bridle 4
van den Bergh 3,44
van Speybroek, s. Giacconi 6

Waldthausen 4
-, s. Andernach 74
Weinberg 8,37f
Weiss 8,11
Wesson 3
Westphal, s. Kristian 44,65
Weymann 10,12f
White 43,94
Wielebinski 63,74,78
-, s. Andernach 63,74
-, s. Haslam 4
-, s. Schnur 7
Wild, s. Zwicky 2
Wilkinson 10
-, s. Boughn 94
-, s. Dicke 8
Wilson, A.G. 1
Wilson, M.L. 11
Wilson, R.W. 8
Windram 4
Winkler, s. Markert 5
Witzel, s. Baars 57
-, s. Kühr 57
Woody 10
Wright 11

Yu 11

Zel'dovich (Seldowitsch) 9ff,22f,91,94
-, s. Doroshkevich 11
Zwicky 2f,26f

Stichwortverzeichnis

0016+16 42f

A 426, s. Perseushaufen
A 576 41ff,94
A 665 95
A 754 6
A 1146 7,95
A 1656, s. Comahaufen
A 2256 4
A 2319 4
Abbruchparameter 26f
Abell-Katalog 2
Abell-Radius 2f,45
Absorption der Röntgenstrahlung 93
Adiabatischer Grenzfall 29
Anisotropie der Hintergrundstrahlung 11
Annahmen für Haufengas 37
Antennendiagramm 56
-, Faltung mit 75f,78,94
Ariel V-Satellit 5,45
Ausdehnungsparameter 30

Besetzungszahl der Photonen 14f,17
Boltzmann-Gleichung 14
Born'sche Näherung 34
Bose-Einstein-Verteilung 13
Bosonencharakter 15
Bremsstrahlung des heißen Haufengases 5,12
- eines weniger heißen Haufengases 7,93

cD-Galaxie 6,41,44,46f,78
Charakteristische Länge 32f
Chemisches Potential für Photonen 13
Comahaufen 4ff,27,29,40
Compton-Effekt, inverser mit Synchrotronelektronen 5,12
-, inverser mit thermischen Elektronen 12,23
crossing time 3

Diffusionsgleichung 21
Dipolanisotropie 94
distance class 2
Doppler-Effekt 93

Eigenbewegung der Galaxienhaufen 93
Einstein-Observatorium, s. HEAO B
Einzelstreuungsnäherung 22
Eisenlinien 5f,31
Elementarzelle 15
Elementhäufigkeit 31,34
Emissionsmaß 35
Empfindlichkeit der Einzelstreifen 62
- der Radiokarten 61
Energie, übertragene 18
Energiedichte der Strahlung 21f
Energieerhaltung 18
Entfernung, Leuchtkraft- 37,45
-, Winkeldurchmesser- 38,45
ESO Chile 7

EXOSAT 95
Extinktion 57
Exzentrische Lage des Koordinatenursprungs 75f

Fernfeldfunktion 59
Flächendichte 26
Fokker-Planck-Gleichung 13,19
Formfaktor, Röntgenspektrum 34f,46
-, Volumen 35f
Frequenzraum 14

Galaxienentstehung 4,9f,92
Gaunt-Faktor 33
Geschwindigkeitsdispersion in Galaxienhaufen 3,27
Grenzradius 33

Halos von Galaxien 3,7
HEAO A-Satellit 6
HEAO B-Satellit 6,45
Hubble-Konstante 37f
-, Berechnung der 39
Hubble-Zeit 3,22,37

Impulserhaltung 18
Induzierte Prozesse 15
Isothermer Grenzfall 29

Kern des Streuintegrals 15
Kernmasse 28
Kernradius, Galaxien- 26,48
-, Gas- 32
-, Röntgen- 36
King-Modell 26f,30,48
Klein-Nishina-Formeln 16
Kompaneets-Gleichung 20
Konfusion 73f

Magnetfeld, intergalaktisches 4
Masse des Haufengases 31
- eines Galaxienhaufens 28
Massendefizit (missing mass) 3
Maxwell-Verteilung 17f
Mittlere freie Weglänge 19,31
Modellparameter 77
Molekulargewicht, mittleres 32

Neutrales Gas 11,93

Optische Tiefe 20,94
- - der Atmosphäre 57

Palomar Sky Survey 1f,46
Parallaktische Drehung 54,63,77
Perseushaufen 4f
Planck-Strahlung 8ff,17
-, Intensität der 21
Polytropenexponent 29
POSS, s. Palomar Sky Survey

Quasi-Gleichgewicht 13,23
Quellensubtraktion 73,78

Radiohalo 4
Radioschweifquellen 4
Rayleigh-Jeans-Näherung 23
Reionisierung 11
richness class 2
Röntgenflußdichte 37
Röntgenleuchtdichte 33
Röntgenleuchtkraft 37f,46

Schwarzer Körper 8

Standardmodell des Universums 8,38
Stoßintegral 14f
Streukoeffizient 15f
-, differentieller 14f
Streuquerschnitt 15f
Streuzeitskala 22
Stromdichte der Photonen 19
Superhaufen von Galaxien 1f,94
Synchrotronstrahlung 4f
Syunyayev-Zeldovich-Effekt 23

Tabscan 59
Taylor-Entwicklung 17
Teleskopparameter 56
Temperatur der Hintergrundstrahlung 10f
Thermisches Gleichgewicht 12f
Thomson-Grenzwert 16,18
Thomson-Streuung 15f,93
Transportgleichung 14f

Übergangswahrscheinlichkeit 16
Uhuru-Satellit 5
Untersysteme in Haufen 3

Verteilungsfunktion, Elektronen- 16f
-, Photonen- 13f
Verzögerungsparameter 37f
Virgohaufen 5,94
Virialtheorem 3,27f

Wien-Näherung 23
Winkelmaßstab 45

Zeit, dimensionslose 20

Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

Abb. 1: Spektrum der Hintergrundstrahlung 24
Abb. 2: Syunyayev-Zeldovich-Effekt 25
Abb. 3: Syunyayev-Zeldovich-Effekt 25
Abb. 4: Gemessene Hintergrundsabsorption (Birkinshaw et al.) 41
Abb. 5: 2.8cm-Empfangssystem 50
Abb. 6: Stiftdiodenmatrix 51
Abb. 7: Beobachtungsmethoden 53
Abb. 8: Atmosphärische Extinktion 58
Abb. 9: Zeitliche Variation des Eichfaktors 58
Abb.10: Radiospektren 65
Abb.11: 11cm-Radiokarte von A 2218 66
Abb.12: 6cm-Radiokarte von A 2218 67
Abb.13: 2.8cm-Radiokarte von A 2218 68
Abb.14: 11cm-Palomaroverlay von A 2218 69
Abb.15: 6cm-Palomaroverlay von A 2218 70
Abb.16: 2.8cm-Palomaroverlay von A 2218 71
Abb.17: Gemessene Radialverteilung in A 2218 73
Abb.18: Koordinatentransformation 76
Abb.19: Anpassung und Senke Modell 'X' 82
Abb.20: Anpassung und Senke Modell 'cD' 83
Abb.21: Anpassung und Senke Modell 'A' 84
Abb.22: Parameter des Haufengases Modell 'X' 85
Abb.23: Parameter des Haufengases Modell 'cD' 86
Abb.24: Parameter des Haufengases Modell 'A' 87
Abb.25: Vergleich der Senke Modell 'X' mit Birkinshaw-Daten . 88
Abb.26: Vergleich der Senke Modell 'cD' mit Birkinshaw-Daten 89
Abb.27: Vergleich der Senke Modell 'A' mit Birkinshaw-Daten . 90

Tab.1: Beobachtungen der Mikrowellenabsorption 43
Tab.2: Daten für A 2218 47
Tab.3: Teleskopparameter 56
Tab.4: Eichquellen 57
Tab.5: Radioquellen in A 2218 64

Tab.6: Rauschen und Konfusion 74
Tab.7: Haufenparameter Modell 'X' 79
Tab.8: Haufenparameter Modell 'cD' 80
Tab.9: Haufenparameter Modell 'A' 81

Lebenslauf

Dietmar Schallwich

Vater: Günter Schallwich, Chemigraph
geb. am 16. 10. 1922 in Liegnitz
Mutter: Magdalena Schallwich, geb. Holz
geb. am 21. 08. 1931 in Mönchengladbach

21. 01. 1954 Geburt in Rheydt als zweiter von zwei Söhnen

21. 04. 1960 Volksschule Mönchengladbach Üdding

08. 04. 1964 Stiftisches Humanistisches Gymnasium Mönchengladbach

15. 08. 1964 Wohnungswechsel von Mönchengladbach nach Willich-Neersen

15. 05. 1972 Abitur am altsprachlichen Gymnasium

01. 10. 1972 Studium in Physik (Diplom) und Astronomie an der Ruhr-Universität Bochum

15. 12. 1972 Nebenwohnsitz Studentenhaus Bochum Markstraße

16. 08. 1974 Vordiplom Physik

August 1976 Fächerprüfungen im Diplom Physik
Beginn der Diplomarbeit bei Prof. M. Reinhardt am Astronomischen Institut in Zusammenarbeit mit Prof. R. Wielebinski am Max-Planck-Institut für Radioastronomie Bonn: "Ausgedehnte Radioquellen in Abell-Galaxienhaufen"

21. 02. 1978 Diplom in Physik

01. 04. 1978 Wiss. Hilfskraft im DFG-Forschungsprojekt "Zustand des intergalaktischen Mediums und Wechselwirkung mit Galaxien in Galaxienhaufen" bei Prof. M. Reinhardt in Zusammenarbeit mit Prof. R. Wielebinski (s.o.) mit längeren Aufenthalten am Max-Planck-Institut in Bonn und zahlreichen Beobachtungen mit dem 100m-Teleskop in Effelsberg

01. 03. 1980 Wohnungswechsel nach Mönchengladbach

08. 05. 1980 Beobachtungsaufenthalt an der Europäischen Südsternwarte La Silla Chile (bis 16. 05. 1980)

01. 04. 1981 Wohnungswechsel nach Göttingen
Wiss. Mitarbeiter im DFG-Forschungsprojekt "Spektroskopische und photometrische Untersuchungen von aktiven Galaxien" bei Prof. K. Fricke an der Universitäts-Sternwarte Göttingen

25. 09. 1981	Beobachtungsaufenthalt an der Radiosternwarte Effelsberg (bis 28. 09. 1981)
18. 02. 1982	Beobachtungsaufenthalt an der Europäischen Südsternwarte La Silla Chile (bis 05. 03. 1982)
seit 1976	Besuch diverser astronomischer Tagungen (Grenoble, Göttingen, Basel, Uppsala, Tübingen, Erice, Montreal, Innsbruck)